T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude VOLANT

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES REACTIONS DE TRANSFERT DIRECT ET DE FORMATION DE NOYAU COMPOSE INDUITES PAR DES PROJECTILES ^{12}C ET ^{14}N SUR DES NOYAUX LEGERS. DISCUSSION SUR LEUR INCIDENCE EN SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE

Soutenue le 17 septembre 1975 devant la Commission d'Examen

Mme	P.	BENOIST-GUEUTAL	Président
Mme	H.	FARAGGI	Examinateurs
MM.	M.	LEFORT	
	C.	DETRAZ	
	S.	HARAR	

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude VOLANT

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES REACTIONS DE TRANSFERT DIRECT ET DE FORMATION DE NOYAU COMPOSE INDUITES PAR DES PROJECTILES ^{12}C ET ^{14}N SUR DES NOYAUX LEGERS. DISCUSSION SUR LEUR INCIDENCE EN SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE

Soutenue le 17 septembre 1975 devant la Commission d'Examen

Mme	P.	BENOIST-GUEUTAL	Président
Mme	H.	FARAGGI	
MM.	M.	LEFORT	Examinateurs
	C.	DETRAZ	
	S.	HARAR	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à exprimer ma gratitude à Monsieur E. COTTON, Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Monsieur S. HARAR a assumé la direction de ce travail ; par sa collaboration constante et ses nombreux conseils, il a permis la réalisation de cette thèse; qu'il soit assuré ici de ma sincère reconnaissance.

Madame M. CONJEAUD et Monsieur E.F. Da SILVEIRA ont participé aux expériences et aux discussions sur leurs interprétations, je les remercie vivement de leur aide amicale.

De vifs remerciements sont aussi dus à Monsieur S.M. LEE et Madame A. LEPINE pour leur concours à certaines étapes de ce travail.

De nombreux points théoriques ont été éclaircis grâce à de fructueuses discussions avec Mademoiselle M. SOYEUR et Messieurs P. BONCHE, B. GIRAUD et A. JAFFRIN ; je leur exprime ici ma gratitude.

Je suis aussi très reconnaissant à Monsieur B.H. WILDENTHAL pour la communication de résultats non publiés.

De vifs remerciements vont à Messieurs A. PAGES et M. AVRIL et leur équipe d'électroniciens, ainsi qu'à Monsieur J.L. GIRMA et ses collaborateurs pour le bon fonctionnement de l'accélérateur. Je tiens également à remercier Mademoiselle M. DOURY pour la préparation très soignée des cibles, Madame D. DARONIAN et son équipe pour l'aide qu'ils m'ont apportée auprès du calculateur CII 10020 et Messieurs F. JUSCZAK et R. LANGLOIS pour la maintenance du vide et les réalisations mécaniques.

La présentation matérielle de ce mémoire a été assurée par Madame P. GUGENBERGER et ses collaborateurs, en particulier par Madame LECUYER qui s'est chargée de la frappe du manuscrit ; je tiens à leur exprimer mes plus vifs remerciements.

Je suis aussi reconnaissant envers le Commissariat à l'Energie Atomique pour les moyens dont j'ai pu disposer dans la réalisation de ce travail.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544725_0010

TABLE DES MATIERES

Introduction..... 1

Chapitre I. Techniques experimentales 4

I.1 Les faisceaux d'ions 5

I.1.1. Le faisceau de ^{12}C..... 5

I.1.2. Les faisceaux de ^{14}N..... 5

I.1.3. Les autres faisceaux utilisés..... 6

I.2. Les cibles..... 6

I.2.1. Les cibles de ^{18}O..... 6

I.2.2. Les cibles de ^{26}Mg..... 6

I.2.3. Les cibles de ^{12}C 6

I.2.4. Les cibles de ^{16}O..... 7

I.3. L'acquisition des données..... 7

I.3.1. La détection des particules 7

I.3.2. L'identification des particules..... 8

I.3.3. L'électronique associée..... 11

I.3.4. Le traitement des informations..... 13

I.4. Autres caractéristiques expérimentales..... 14

I.4.1. La résolution en énergie..... 14

I.4.2. Mesure des sections efficaces relatives..... 15

I.4.2.1. Mesure des distributions angulaires 15

I.4.2.2. Mesure des fonctions d'excitation 16

I.4.3. Mesure des sections efficaces absolues 16

Références du chapitre I..... 19

TRANSFERTS DE 1, 2 et 3 NUCLEONS PAR UN FAISCEAU DE ^{12}C SUR DES NOYAUX-CIBLE DE LA COUCHE (2s-1d)..... 20

Chapitre II. Aspects qualitatifs des résultats expérimentaux..... 21

II.1. Conditions dynamiques des réactions étudiées..... 21

II.2. La sélectivité..... 23

II.2.1. La réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$..... 23

II.2.2. Les transferts (^{12}C, ^{11}B), (^{12}C, ^{10}Be) et (^{12}C, ^{9}Be) sur ^{26}Mg..... 25

II.2.2.1. La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$..... 27

II.2.2.2. La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$..... 28

II.2.2.3. La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$..... 28

II.3. Les distributions angulaires..... 30

Chapitre III. Analyse DWBA des réactions entre ions lourds. Formalisme et application à nos données..... 41

III.1. Rappel sur le formalisme de la DWBA..... 41

III.1.1. L'amplitude de transition..... 42

III.1.2. Le potentiel responsable du transfert..... 43

III.1.3. Le facteur de forme..... 44

III.1.4. Les sections efficaces différentielles et le développement en ondes partielles..... 46

III.1.5. Le facteur dynamique..... 47

III.1.6. Structure nucléaire..... 49

III.1.7. Le traitement en agrégat..... 50

III.1.8. Le traitement microscopique..... 54

III.2. Conditions et résultats de l'analyse DWBA..... 57

III.2.1. Le facteur de forme..... 57

III.2.2. Définition des sections efficaces différentielles 58

III.2.3. Les potentiels optiques..... 59

III.2.4. Forme des distributions angulaires..... 63

III.2.4.1. Les conditions dynamiques..... 63

III.2.4.2. La localisation dans l'espace des ondes partielles..... 66

III.2.4.3. Les moments de transfert $\ell \neq 0$..... 70

III.2.4.4. Des transitions avec plusieurs moments de transfert..... 75

III.2.5. Discussion sur la sélectivité..... 75
III.2.5.1. La dynamique de la réaction..... 76
III.2.5.2. La structure nucléaire..... 76

Chapitre IV. Analyse quantitative des résultats expérimentaux..... 80
IV.1. Le transfert de 1 proton sur ^{26}Mg..... 80
IV.1.1. Analyse avec LOLA..... 80
IV.1.2. Analyse avec DRC..... 83
IV.1.3. Discussion sur les effets de recul..... 86

IV.2. Le transfert de 2 protons..... 90
IV.2.1. La réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$..... 90
IV.2.1.1. Analyse avec SETILL..... 90
IV.2.1.2. Analyse avec LOLA..... 95
IV.2.2. La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$..... 99
IV.2.2.1. Analyse avec SETILL..... 99
IV.2.2.2. Analyse avec LOLA..... 99

IV.2.3. Discussions..... 102
IV.3. Le transfert de trois nucléons $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$..... 109

Références des chapitres II, III, et IV..... 113

TRANSFERTS D'UN GRAND NOMBRE DE NUCLEONS INDUITS PAR UN FAISCEAU DE ^{14}N SUR LES CIBLES ^{12}C ET ^{16}O..... 115

Chapitre V. Aspects qualitatifs des interactions $^{12}C+^{14}N$ et $^{16}O+^{14}N$. 116
V.1. La sélectivité des réactions avec formation du noyau composé 116
V.2. Les distributions angulaires..... 122

Chapitre VI. Le modèle statistique..... 128
VI.1. Les sections efficaces du modèle statistique..... 128
VI.2. Les densités de niveaux..... 132
VI.3. Restrictions du modèle statistique..... 134

VI.3.1. Validité des formules Hauser-Feshbach..... 134
VI.3.2. Les fluctuations d'Ericson..... 134
VI.3.3. La durée de vie du noyau composé..... 135
VI.3.4. Les densités de niveaux..... 135
VI.3.5. Les voies de sortie..... 136

Chapitre VII. Analyse des résultats expérimentaux par le modèle statistique..... 137
VII.1. Analyse des distributions angulaires 137
VII.1.1. La réaction $^{16}O(^{14}N, ^{6}Li)^{24}Mg$..... 137
VII.1.2. La réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$..... 139
VII.1.3. La réaction $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$..... 142
VII.1.4. La réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$..... 144
VII.1.5. Conclusions sur l'analyse des distributions angulaires..... 144
VII.2. Détermination de moments angulaires critiques dans la formation de ^{26}Al par la voie $^{14}N + ^{12}C$..... 145
VII.2.1. Les données expérimentales analysées..... 145
VII.2.2. La notion de moment angulaire critique..... 147
VII.2.3. Analyse des fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$..... 148
VII.2.3.1. Les paramètres..... 148
VII.2.3.2. Comparaison entre le calcul Hauser-Feshbach et les données expérimentales..... 151
VII.2.4. Comment fixer J_{cr} dans le calcul Hauser-Feshbach. 157
VII.2.4.1. Simplification du dénominateur G(J)..... 157
VII.2.4.2. La détermination de G(J) : La réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$..... 160
VII.2.4.3. Les incertitudes du calcul..... 163

Chapitre VIII. Interprétation physique des moments angulaires critiques..... 176
VIII.1. Sensibilité à J_{cr} de la section efficace de fusion..... 176
VIII.2. Limitation due à la voie d'entrée 178
VIII.3. Limitation due au noyau composé..... 185

Références des chapitres V à VIII..... 192

Conclusions..... 194

INTRODUCTION

Les réactions induites par des ions lourds ont des propriétés particulièrement intéressantes pour l'étude de la structure nucléaire ; en effet, elles mettent en jeu des moments angulaires très grands et peuvent ainsi peupler des états de spins élevés; elles offrent aussi la possibilité de provoquer des perturbations très profondes par rapport aux états fondamentaux des noyaux, elles permettent de transférer de nombreux nucléons et,ce, par différentes voies d'entrée. Cependant, pour extraire des informations à l'aide de ces réactions, il est nécessaire d'obtenir une bonne compréhension de leurs mécanismes et d'en établir les traitements théoriques.

Dans les réactions quasi-élastiques où la masse de l'éjectile diffère peu de celle du projectile, le domaine de l'interaction est situé à la surface des noyaux en collision et le traitement de l'amplitude de transition en termes de transfert direct en une étape peut décrire raisonnablement les résultats expérimentaux. La plupart de ces transferts ont été étudiés sur des noyaux de la couche (1f-2p) à des énergies incidentes proches de la barrière coulombienne ; dans ces conditions, les distributions angulaires ont alors des formes paraboliques indépendantes des moments angulaires transférés. Cependant,lorsque l'énergie

disponible dans le système en interaction est très supérieure à la barrière coulombienne, elles peuvent être structurées ; l'information sur la forme des distributions angulaires s'ajoute alors à celles sur les valeurs absolues et relatives des sections efficaces de peuplement des états résiduels pour aider au choix des paramètres de l'analyse et des approximations à effectuer dans le traitement théorique du mécanisme de réaction. C'est la raison pour laquelle nous avons entrepris l'étude de ces réactions dans de telles conditions expérimentales. Nous avons choisi des noyaux-cible de la couche (2s-1d) car la structure nucléaire de leurs états a été très étudiée ; nous disposons ainsi de fonctions d'onde microscopiques que nous pourrons utiliser afin d'apprécier leur aptitude à décrire les corrélations à plusieurs nucléons à la surface des noyaux. Ces types de transferts seront étudiés dans la première partie de ce mémoire : nous présenterons les résultats expérimentaux pour les réactions $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$, $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$, $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ ainsi que leur analyse dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues.

Les réactions induites par des projectiles lourds permettent aussi les transferts d'un plus grand nombre de nucléons donnant ainsi accès, par exemple, à l'étude des sous-structures alpha. Des calculs théoriques décrivant certains états de ^{20}Ne avec des configurations du type 8 particules - 4 trous par rapport à un coeur ^{16}O, nous avons décidé de les étudier au moyen de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$; l'émission par un noyau composé d'un ion ^{6}Li étant moins probable que celle d'une particule alpha, nous avons pensé que le transfert (^{14}N, ^{6}Li) serait plus adapté à cette étude que la réaction (^{12}C,α). Cependant, l'analyse quantitative révélera que la formation du noyau composé est l'aspect prédominant du mécanisme ; néanmoins, cette étude nous a permis d'extraire un grand nombre d'informations.

En effet, dans ces interactions, le noyau composé est formé à haute énergie d'excitation et possède un grand moment angulaire ; l'étude de voies de sortie convenablement choisies peut alors fournir des renseignements intéressants sur les états de spins élevés. Les sections efficaces de fusion ont été étudiées pour des systèmes lourds ($A \gtrsim 100$ pour le

système composite) et leurs analyses ont montré que la formation du noyau composé était limitée par un moment angulaire maximal inférieur à celui de l'effleurement ; cette limitation est actuellement l'un des phénomènes les plus discutés. Il nous a paru intéressant de faire une telle étude pour les systèmes légers car l'influence de la ligne yrast du noyau composé peut être à l'origine de ce moment angulaire critique , cette ligne étant difficilement accessible par d'autres méthodes pour les noyaux légers. Le système $^{14}N + ^{12}C$ sera étudié dans la seconde partie de ce travail où nous exposerons les résultats de l'analyse, par le modèle de Hauser et Feshbach, des états individuels peuplés dans les réactions $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ et $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$. Le fait que les caractéristiques de la voie $^{6}Li + ^{20}Ne$ dépendent essentiellement des états de spins élevés du noyau composé ^{26}Al permettra de déduire des moments angulaires critiques pour la formation de celui-ci ; nous discuterons enfin les différentes interprétations physiques de ce phénomène.

CHAPITRE I

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Dans ce chapitre nous décrirons d'abord le dispositif expérimental comprenant :

- Les faisceaux d'ions,
- Les cibles,
- Les moyens de détection des particules.

Nous traiterons ensuite des caractéristiques liées aux données expérimentales telles que la résolution en énergie, les mesures des sections efficaces relatives et absolues ainsi que les erreurs liées à leurs évaluations.

I.1. Les faisceaux d'ions.

Les faisceaux sont produits par l'accélérateur électrostatique tandem Van de Graaff de type "King" dont la haute tension peut atteindre 8,5 mégavolts.

Le développement, au DPh.N/BE, de la production de faisceaux d'ions lourds de bonne qualité [1] a permis la réalisation de ces expériences.

La méthode employée consiste à obtenir des ions positifs à partir d'une source duoplasmatron ; ces ions sont rendus négatifs à la sortie de la source par échange de charges dans un canal rempli de gaz (vapeur de lithium).

Les ions négatifs désirés sont injectés dans l'accélérateur après l'élimination partielle de faisceaux parasites grâce à l'analyse par un aimant de déflexion à 20°. Avant le deuxième stade d'accélération, les ions négatifs sont épluchés d'une grande partie de leurs électrons par des feuilles de carbone. Un aimant de déflexion à 90° analyse le faisceau à la sortie de l'accélérateur et permet de sélectionner l'état de charge des ions désirés.

I.1.1. Le faisceau de ^{12}C.

Il est obtenu en utilisant, dans le duoplasmatron, un mélange gazeux composé de 95 % de H_2 et de 5 % de CO_2 ; les ions CO_2^+ extraits du plasma sont dissociés dans le canal d'échange ; les ions C^- ainsi obtenus sont ensuite injectés dans l'accélérateur en même temps d'ailleurs qu'un important faisceau parasite d'ions O^- que l'analyse effectuée à 20° ne permet pas d'éliminer totalement. Après l'épluchage et le deuxième stade d'accélération, les ions $^{12}C^{5+}$ sont sélectionnés pour l'analyse à 90° ; cet état de charge est choisi pour permettre d'obtenir une intensité raisonnable d'ions ^{12}C de 46 MeV pour une tension d'accélération aisément accessible en fonctionnement normal. Le courant est de 200 à 300 nA sur la cible ; les intensités données ici sont celles mesurées, c'est-à-dire qu'elles correspondent aux états de charge moyens.

I.1.2. Les faisceaux de ^{14}N.

Le mélange gazeux est composé de 95 % de H_2 et de 5 % de N_2 ; les ions N_2^+ extraits du plasma sont dissociés dans le canal d'échange. Comme nous avons utilisé les faisceaux de ^{14}N dans une grande gamme d'énergie incidente, nous avons choisi différents états de charge : à 20 MeV nous avons employé

les ions $^{14}N^{4+}$ (≃ 50 nA), de 25 à 50 MeV $^{14}N^{5+}$ (200-300 nA) et à 55 et 60 MeV $^{14}N^{6+}$ (50-100nA).

I.1.3. Les autres faisceaux utilisés.

D'autres faisceaux tels que ^{18}O, ^{6}Li et ^{4}He ont été employés de façon moins intensive pour des expériences courtes.

I.2. Les cibles

Les cibles utilisées ont été fabriquées par Melle M. Doury du DPh.N/BE.

Le choix d'une cible de faible épaisseur permet d'obtenir une bonne résolution en énergie, particulièrement dans le cas des réactions induites par des ions lourds ayant des énergies de quelques MeV par nucléon . En effet, ces projectiles subissent des pertes d'énergie très importantes dans les cibles ; par exemple,des ions ^{14}N de 45 MeV perdent 450 keV dans une cible de ^{12}C de 100 µg/cm^2. Ce choix doit cependant être compatible avec le souci d'étudier en un temps raisonnable des réactions ayant une faible section efficace.

I.2.1 Les cibles de ^{18}O.

Elles sont obtenues en oxydant du calcium naturel par de la vapeur d'eau enrichie à 90 % en isotope ^{18}O, le calcium ayant été préalablement évaporé sur un support de carbone. Pour éviter l'oxydation du calcium à l'air,il est nécessaire de conserver ces cibles dans le vide. Les épaisseurs typiques des composants d'une cible étaient de 50 µg/cm^2 de Ca, 40 µg/cm^2 de ^{18}O et 30 µg/cm^2 de ^{12}C.

I.2.2. Les cibles de ^{26}Mg

Du magnésium enrichi à 99,7 % en isotope ^{26}Mg est évaporé sous vide sur un support de carbone. Les cibles utilisées avaient des épaisseurs de l'ordre de 60 µg/cm^2 en ^{26}Mg et de 30 µg/cm^2 en ^{12}C.

I.2.3. Les cibles de ^{12}C.

Le dépôt de carbone est obtenu par évaporation sous vide sur une plaque de verre préalablement trempée dans la soude puis dans une solution de polystyrène et de chloroforme. Le carbone déposé et le plastique formé par la solution sont ensuite décollés du verre (la soude facilite cette opération) ; enfin, le plastique est dissous dans le dioxane. Un mince dépôt d'or (≃ 1 µg/cm^2)

peut être ajouté par la suite sur cette cible pour les mesures de fonction d'excitation. Les épaisseurs de carbone utilisées variaient de 10 à 40 $\mu g/cm^2$ suivant les expériences.

I.2.4. Les cibles de ^{16}O.

Afin d'obtenir des cibles de ^{16}O avec le moins possible de contamination de carbone, nous avons utilisé des dépôts de silice obtenus par évaporation par effet Joule avec chauffage brusque (flashage). Ces dépôts sont faits avec des poudres achetées dans le commerce que l'on évapore sur des plaques de verre préalablement trempées dans du chlorure de sodium ; les cibles sont ensuite décollées dans de l'eau. Un dépôt d'or ($\simeq$ 1 $\mu g/cm^2$) peut aussi être ajouté. Les épaisseurs des composants des cibles utilisées étaient de l'ordre de 30 $\mu g/cm^2$ de silicium et de 20 $\mu g/cm^2$ d'oxygène.

I.3. L'acquisition des données

I.3.1. La détection des particules.

Après la déflexion à 90° et l'orientation par l'aimant répartiteur vers le bras utilisé dans nos expériences, la position du faisceau incident est maintenue fixe sur la cible par deux systèmes à lèvres d'ouverture variable distants d'environ un mètre et situés à l'entrée de la boîte à réaction. Dans la chambre elle-même, la définition du faisceau sur la cible est réalisée par un diaphragme situé près de celle-ci ($\simeq$ 5 cm) et de dimension fixe (1 × 4 ou 2 × 4 mm suivant l'expérience, la plus petite dimension étant dans le plan horizontal); ce diaphragme est escamotable pour permettre les mesures aux angles vers l'arrière. Après traversée de la cible, le faisceau est arrêté dans une cage de Faraday qui sert à la mesure du nombre d'ions incidents.

Au centre de la chambre, la cible est parfois entourée d'un double anneau de cuivre refroidi avec de l'azote liquide, cela afin d'éviter la condensation sur la cible des hydrocarbures provenant des pompes à vide. Cette protection est utilisée lorsqu'un dépôt de carbone est préjudiciable à l'expérience.

Les détecteurs sont fixés sur le plateau supérieur tournant de la chambre de façon à être centrés à la hauteur de l'axe du faisceau ; ils sont ainsi mobiles dans le plan horizontal. Leurs supports sont en contact avec un rail en laiton refroidi à l'alcool, leurs distances au centre de la cible sont réglables (communément de 10 à 15 cm).

Les détecteurs sont constitués de deux jonctions placées l'une derrière l'autre ; la plus proche de la cible est mince (ΔE), la particule y laisse une partie de son énergie; l'autre jonction (E) recueille l'énergie restante. Un diaphragme situé devant cet ensemble sert à définir l'angle solide de détection. Afin d'effectuer des mesures simultanément à plusieurs angles, les expériences sont faites avec plusieurs télescopes (2 ou 3 en général).

Un autre système télescope servant de moniteur est fixé à la hauteur du faisceau solidairement à la chambre, c'est-à-dire à un angle fixe (30°) indépendant de la rotation des autres détecteurs.

I.3.2. L'identification des particules

De nombreux produits sont émis dans les réactions induites par ions lourds et l'une des difficultés est de pouvoir les identifier.

Pour cela on utilise le système de deux jonctions (E, ΔE) et on construit une fonction d'identification I(E, ΔE) qui soit caractéristique de la particule détectée.

Nous avons utilisé deux fonctions :

La première pour identifier les particules légères, c'est-à-dire quand la perte d'énergie dans la première jonction est très faible :

$$I = (E+\lambda\Delta E)\Delta E^{\mu}$$

où λ est pris égal à 1/2 et μ est ajusté expérimentalement afin d'optimiser la discrimination. Le principe de cette identification est basé sur une forme approchée de la formule de Bethe [2] donnant la perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière. Le circuit réalisé dans notre laboratoire permet une bonne séparation entre les produits légers de réaction, des protons jusqu'aux ions lithium .

Sur la figure 1 est présenté un spectre d'identification obtenu par cette méthode lors du bombardement d'une cible de ^{12}C par un faisceau de ^{14}N de 35 MeV (ici ΔE = 250 μm et E = 4500 μm).

Dans le cas d'ions plus lourds, la fonction d'identification I = ΔE + E/R est utilisée, R étant ajusté de façon à optimiser la séparation et à rendre la fonction I la plus indépendante possible de l'énergie. Sur la figure 2

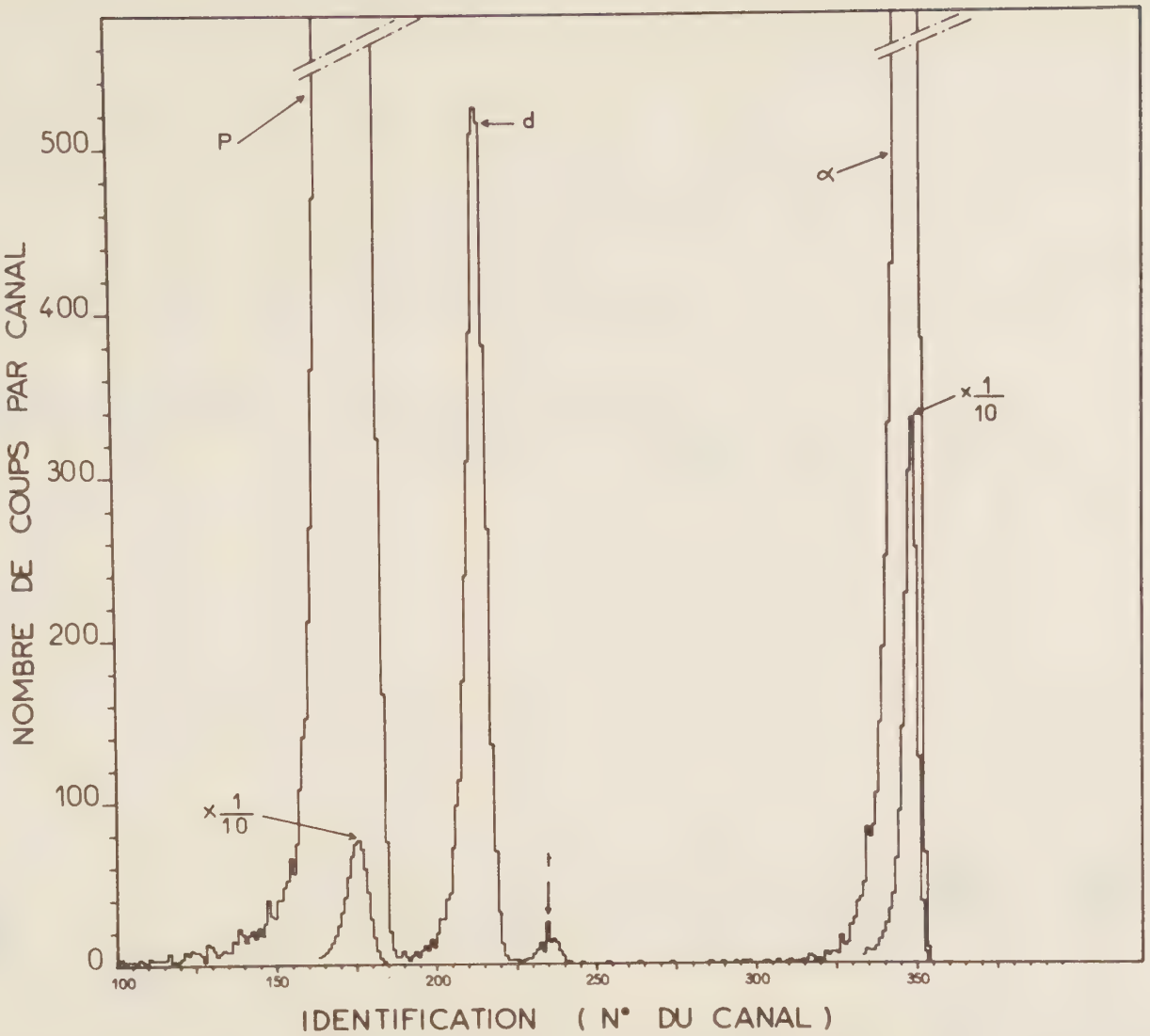

Fig. 1 Spectre d'identification des particules légères dans le bombardement d'une cible de ^{12}C par un faisceau de ^{14}N de 35 MeV.

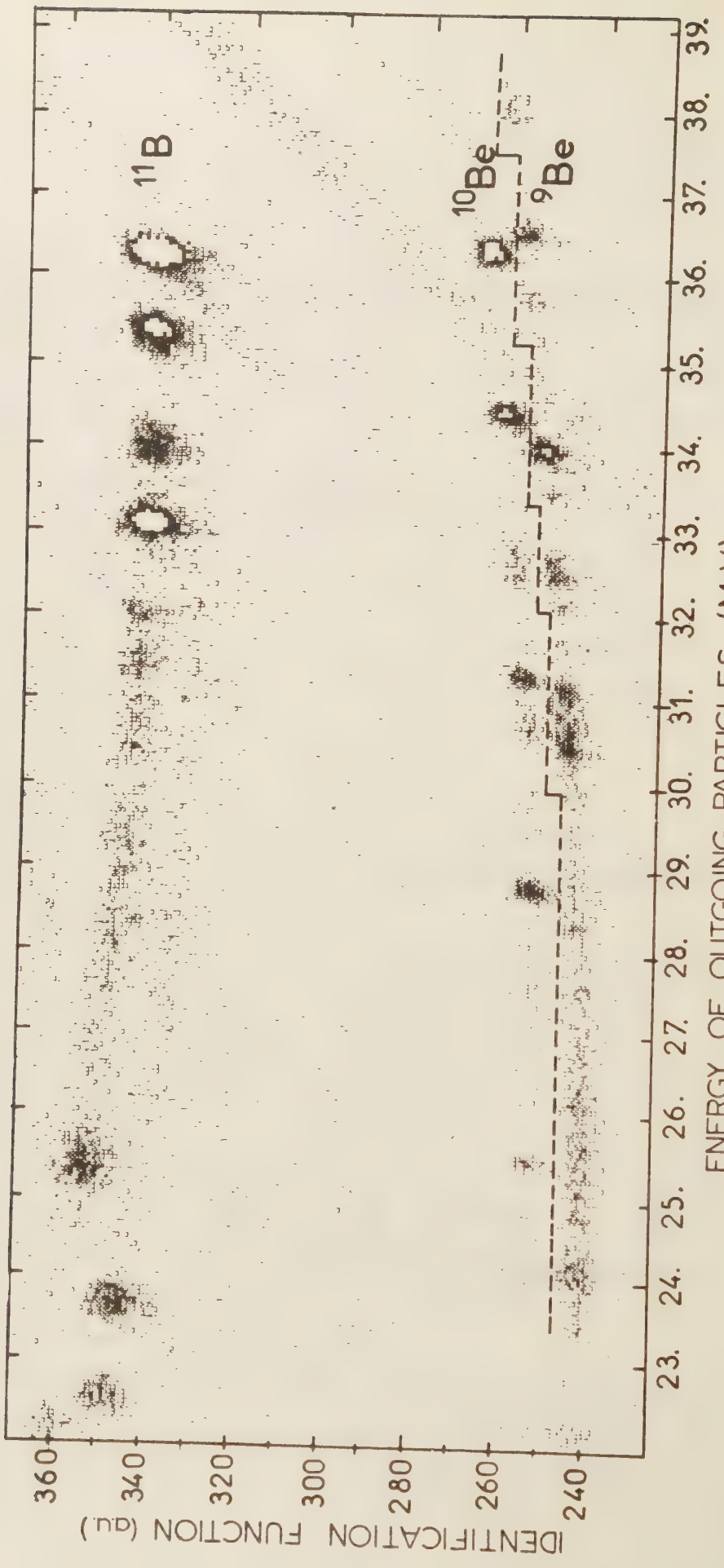

Fig. 2 I = f (E+ΔE) lors du bombardement d'une cible de ^{26}Mg par un faisceau de ^{12}C de 46 MeV.

est montrée une représentation en deux dimensions de I en fonction de l'énergie des particules sortantes E + ΔE lors du bombardement d'une cible de ^{26}Mg par un faisceau de ^{12}C de 46 MeV (ici ΔE = 13 μm, E ≃ 300 μm et R = 10). On remarque que l'on peut trouver R tel que I varie peu avec l'énergie, comme le suggère l'examen des tables de perte d'énergie [3]. On remarque sur la figure 2 que les isotopes ^{9}Be et ^{10}Be sont bien séparés. Néanmoins, en pratique, il n'est pas possible de trouver une identification I vraiment indépendante de E + ΔE simultanément pour plusieurs types d'ions ; un traitement numérique est utilisé pour permettre la séparation des particules sortantes à l'aide d'un contour polygonal (courbe en tirets sur la figure 2). Cette séparation est d'autant meilleure que la jonction ΔE est épaisse; un compromis doit être fait entre une bonne identification et une détection d'ions lourds de faible énergie. Il faut aussi remarquer que la qualité de l'identification est fortement dépendante de l'homogénéité des jonctions ΔE (quelques pour cent dans les diodes à barrière de surface fournies par ORTEC pour des épaisseurs de 8 à 25 μm).

I.3.3. L'électronique associée.

La charge Q créée par le passage d'une particule dans les jonctions est transformée en une impulsion de tension proportionnelle à Q par des préamplificateurs de charge.

L'électronique utilisée actuellement dans le Service de Physique Nucléaire à Basse Energie [4] réalise ensuite une mise en forme de ces impulsions pour permettre leur analyse par des codeurs analogiques-numériques et possède une logique de gestion des événements. Cet ensemble est composé de deux voies :

- Une voie "lente" où sont faits une amplification linéaire des impulsions et un filtrage du bruit de fond .

- Une voie "rapide" servant à prendre les décisions de traitement.

Un tel système appliqué à la gestion de deux télescopes a déjà été décrit par ailleurs [5], l'extension à trois télescopes et quelques modifications n'en ont pas changé les grandes lignes.

Sur la figure 3 est montré un diagramme de principe du montage. Pour des raisons de simplification, seul le circuit du télescope 1 est représenté, les autres circuits 2 et 3 étant symbolisés par leurs aboutissants au tronc commun. Le circuit de la monitrice est aussi du même type que celui présenté sur la figure 3.

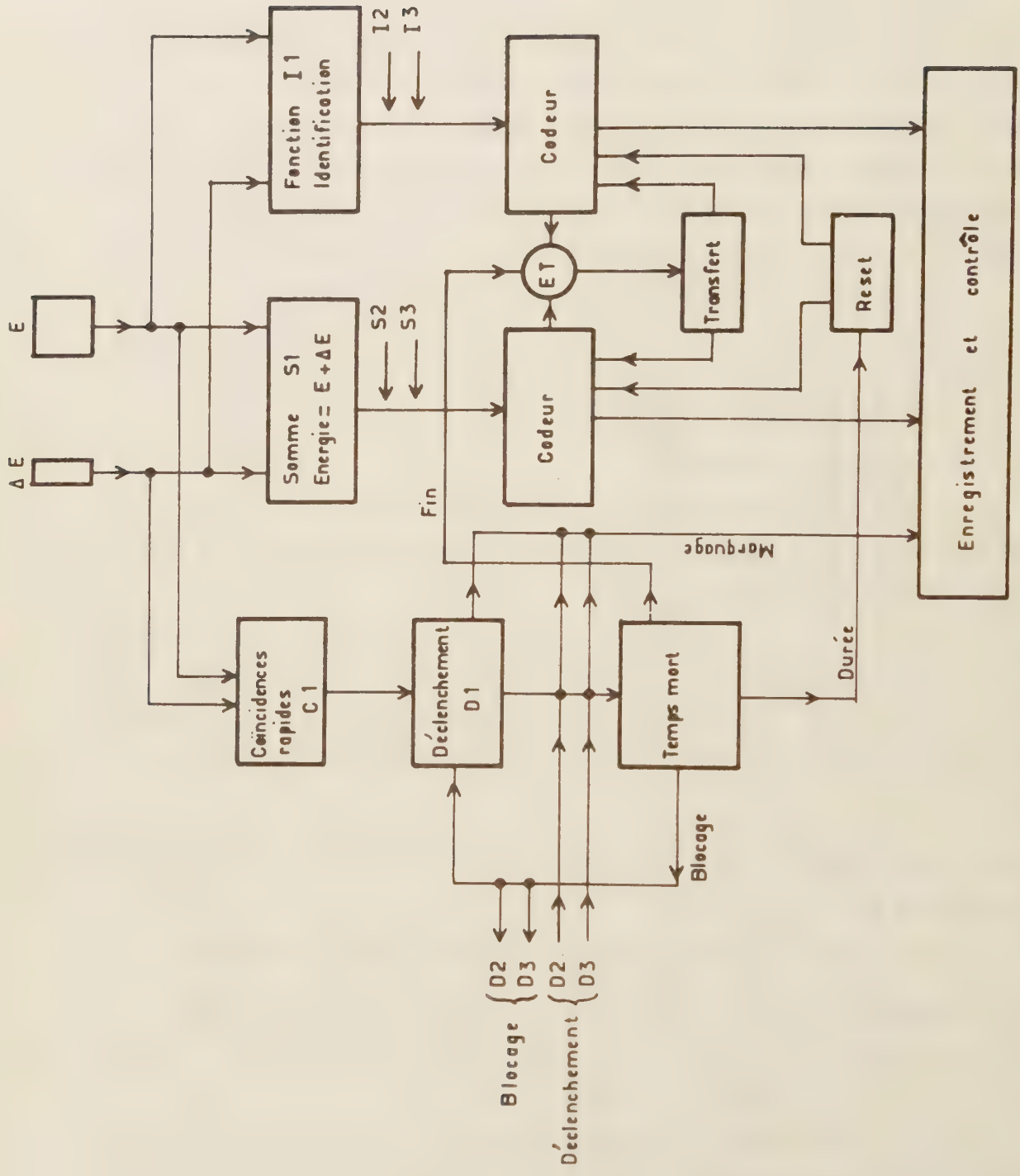

Fig. 3 Principe du montage électronique associé à la détection par télescopes.

Par *la voie rapide* on s'assure tout d'abord que les signaux des deux jonctions appartiennent au même événement grâce à une coïncidence (C1) faite entre les deux signaux dans un temps de l'ordre de 300 ns; on repère ensuite quel est le télescope qui a fonctionné (marquage) et on démarre (D1) le temps mort qui bloque chaque ensemble télescope au niveau du déclenchement du temps mort ; ce blocage a lieu pendant la durée nécessaire à l'analyse des impulsions par la voie lente (≃ 15 µs principalement imposées par le temps d'analyse des codeurs).

Sur *la voie lente* les signaux proportionnels à E et ΔE sont additionnés (S) et la fonction d'identification est construite (I); les codeurs transforment ensuite ces deux impulsions en informations numériques qui sont complétées par le marquage avant enregistrement. Une fonction "ET" est faite entre les deux codeurs et un signal annonçant la fin du temps mort afin de s'assurer que l'information est complète , c'est-à-dire qu'elle comporte à la fois, un mot "énergie" et un mot "identification" ; dans l'affirmative l'ordre de transfert est donné et le double mot numérique est transmis pour l'enregistrement et le contrôle ; puis,les circuits des codeurs sont remis à zéro à la fin du signal "durée temps mort" (reset). Si l'information est incomplète, elle est abandonnee, l'ordre de transfert n'étant pas donné.

A l'aide de signaux issus de la voie rapide, on peut aussi fournir des ordres de commutation aux circuits S et I afin d'utiliser ces fonctions simultanément pour plusieurs télescopes. Diverses décisions peuvent encore être prises dans le tri des événements comme, par exemple, la démultiplication d'un pic à fort taux de comptage.

Un contrôle du taux de pertes est effectué en comptant, à l'aide d'échelles numériques, le nombre d'événements en coïncidence et le nombre d'impulsions analysées par les codeurs. La différence entre ces deux comptages ne doit pas excéder quelques pour cent pour que la mesure soit utilisable.

I.3.4. Le traitement des informations.

Après les codeurs un évenement se présente sous la forme d'un double mot de 32 digits binaires (bits); en général les grandeurs S et I occupent chacune 10 bits, les autres digits servent à différencier l'énergie (S) de l'identification (I) et à reconnaître les télescopes.

Les informations sont enregistrées sur une bande magnétique à seize pistes afin de permettre une analyse en temps différé ; un enregistrement en ligne sur une bande magnétique du calculateur VARIAN 620/i est aussi possible.

Durant l'expérience, un traitement peut être fait à l'aide du système d'analyse multiparamétrique classique [6]. Par un conditionnement multiple sur l'identification, on peut obtenir les spectres en énergie pour chaque nature de particules; les résultats sont ensuite stockés dans la mémoire de blocs BM 96 dont le contenu est ensuite transféré vers le calculateur CII 10020 pour un traitement ultérieur (tracé, somme de pics, etc...).

Lorsqu'on s'intéresse à la détection de particules légères (jusqu'aux ions lithium), comme dans l'étude des interactions $^{12}C + ^{14}N$ et $^{16}O + ^{14}N$, un tel traitement en ligne est suffisant, l'enregistrement servant pour des vérifications éventuelles. Par contre, lors des expériences sur les réactions induites par ^{12}C, la séparation parfaite des isotopes ^{9}Be et ^{10}Be ne pouvait être faite en ligne. L'enregistrement des informations élémentaires sur bandes magnétiques à seize pistes est relu et transféré sur bandes magnétiques du calculateur CII 10020 grâce au programme IDIO [7]. Les informations sont ensuite transcrites sur une autre bande magnétique sous une forme utilisable par les programmes de traitement de spectres bi-paramétriques [8]. La représentation $I = f(E+\Delta E)$ (fig.2) est ensuite étudiée afin de déterminer les contours polygonaux donnant la meilleure séparation des isotopes . Un programme permet enfin d'obtenir, pour les différents groupes de la matrice d'identification, les spectres en énergie correspondants par projection sur l'axe $E+\Delta E$ des événements contenus dans les régions définies par les contours.

I.4. Autres caractéristiques expérimentales

I.4.1. La résolution en énergie.

Dans le cas des réactions induites par ions lourds, la résolution en énergie dépend fortement de l'épaisseur et de l'homogénéité des cibles utilisées. Elle dépend aussi de la résolution intrinsèque des détecteurs qui est plus mauvaise pour les ions lourds que pour les particules légères. Cette résolution en énergie dépend aussi de l'ouverture angulaire du détecteur (ici de l'ordre de 0,5°) car la variation de l'énergie des particules sortantes est très rapide avec l'angle de détection (260 keV par degré à 20° pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à 45 MeV par exemple).

Néanmoins, dans les expériences présentées ici , l'intérêt était l'étude du peuplement des états à basse énergie d'excitation dans des noyaux de la couche 2s-1d dont les spectres en énergie sont bien connus ; les niveaux sont largement espacés et peuvent être séparés avec une médiocre résolution expérimentale.

Typiquement les résolutions en énergie, mesurées à mi-hauteur des pics, sont de l'ordre de 120 keV à 200 keV pour les réactions $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ et $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ avec une cible de ^{12}C d'environ 20µg/cm^2. Elles sont de 200 à 250 keV pour les réactions (^{12}C, ^{10}Be) avec les cibles de ^{18}O et de ^{26}Mg décrites précédemment.

I.4.2. Mesure des sections efficaces relatives.

I.4.2.1. Mesure des distributions angulaires.

Les valeurs relatives des angles solides des différents télescopes sont obtenues par la détection des produits d'une réaction (en général une diffusion élastique sur une cible d'or) en plaçant successivement chacun des télescopes au même angle ; les différentes mesures sont reliées grâce à un moniteur qui détecte ces produits à un angle fixe.

Dans notre cas, chaque expérience permet d'obtenir simultanément trois points d'une distribution angulaire; le moniteur est aussi utilisé pour relier les différentes expériences entre elles. Les taux de comptage dans le moniteur étant importants, l'erreur statistique y est négligeable.

L'une des imprécisions sur les valeurs relatives des angles solides provient de l'erreur sur la reproductibilité des angles de détection ($\simeq 0,1°$); une erreur de l'ordre du pour cent peut être évaluée pour les rapports des angles solides en considérant la variation avec l'angle des sections efficaces des réactions utilisées pour ces mesures.

Les erreurs statistiques sur les pics sont évaluées comme étant $\sqrt{N}$, N étant la surface des pics. Dans certains cas on a dû ajouter une erreur provenant de l'évaluation du fond ou des contributions d'impuretés de la cible.

Ces imprécisions sont prises en compte dans les barres d'erreur portées sur les figures représentant les données expérimentales .

1.4.2.2 Mesure des fonctions d'excitation.

Les sections efficaces de diffusion élastique d'ions ^{14}N sur des cibles de ^{12}C et ^{16}O n'obéissent pas à la formule de Rutherford pour les énergies incidentes utilisées ; par conséquent, on ne peut calculer aisément leur comportement en fonction de l'énergie. Pour normaliser entre elles les expériences faites à différentes énergies incidentes, on mesure, à angle fixe, la diffusion élastique sur un mince dépôt d'or ajouté à la cible ; la diffusion élastique sur un tel élément lourd étant encore bien reproduite par la loi de Rutherford pour les énergies et angles considérés ici.

Durant les expériences, des mesures de recoupement doivent être effectuées de temps à autre afin de suivre l'évolution de l'épaisseur de la cible en fonction du temps. Par exemple, nous avons mesuré un épaississement de 25 % d'une cible de ^{12}C ($\simeq$ 20 µg/cm^2 au départ) en environ 3 jours d'expérience (Q = 24000 µC pour un faisceau incident de $^{14}N^{5+}$); une correction a été faite en supposant une variation linéaire de l'épaisseur en fonction du temps.

Comme pour la mesure des distributions angulaires, la seule erreur importante sur les valeurs relatives est due à l'imprécision sur les surfaces de pics (statistique et évaluation du fond) :

I.4.3. Mesure des sections efficaces absolues.

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de réaction est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{e\Omega Q}$$

où N est le nombre d'événements détectés, Ω l'angle solide de détection, Q le nombre de particules incidentes et e le nombre de noyaux cible par unité de surface.

Pour déterminer les valeurs absolues des sections efficaces, les épaisseurs de cibles ont été mesurées suivant plusieurs méthodes :

Dans le cas de ^{12}C, la cible est composée dans sa plus grande part d'un seul élément et la mesure du déplacement en énergie des particules alpha issues d'une source radioactive permet d'obtenir son épaisseur ; pour les épaisseurs utilisées ici (10 à 30 µg/cm^2) les résultats obtenus sont en bon accord ($\sim$ 10 %) avec ceux déduits des mesures de la densité

optique des cibles.

L'utilisation d'une source radioactive ne permet pas d'obtenir les épaisseurs respectives des différents constituants de cibles composites comme celles utilisées pour ^{16}O, ^{18}O et ^{26}Mg. Nous avons alors utilisé la diffusion élastique d'un faisceau de particules α de basse énergie (5 MeV) qui, aux angles vers l'avant, est supposée obéir à la loi de Rutherford ; l'angle solide est calculé grâce à la géométrie; la valeur du nombre de particules incidentes est obtenue par intégration du courant dans la cage de Faraday.

La validité d'assimiler la diffusion de particules α de basse énergie par la diffusion Rutherford a été vérifiée en changeant l'angle de détection, la variation de la section efficace a pu être reproduite à 10 % près par la loi de Rutherford.

L'épaisseur des cibles étant ainsi connue, la valeur absolue de la section efficace d'une réaction est obtenue, pour quelques angles ou quelques énergies, en détectant l'un des produits de réaction et en mesurant le nombre de charges produites par le faisceau ; le nombre de particules incidentes est obtenu en considérant que les ions ^{14}N et ^{12}C sont dans l'état de charge moyen $\bar{z}$ donné par les tables de J.B. Marion et F.C. Young [9], ce qui suppose que les cibles sont suffisamment épaisses pour permettre aux ions d'atteindre la charge d'équilibre pendant la traversée de la cible ($\bar{z}$ = 6,75 et 5,9 pour ^{14}N et ^{12}C respectivement à une énergie de 45 MeV).

Connaissant la section efficace absolue σ_1 pour une voie de sortie donnée, on obtient la section efficace σ_2 pour une autre voie mesurée simultanément par $\sigma_2 = \frac{N_2}{N_1} \sigma_1$, N_1 et N_2 étant les nombres d'événements pour les processus 1 et 2.

L'imprécision sur les valeurs absolues des sections efficaces est due aux erreurs suivantes :

. sur la valeur absolue des angles solides mesurée géométriquement qui dépend aussi de la largeur de la tâche du faisceau sur la cible (erreur évaluée à 10 %);

. sur le nombre de particules incidentes ; la mesure de la valeur absolue de la charge nécessite le piégeage correct des électrons secondaires dans la cage de Faraday et une bonne stabilité de l'intégrateur ; la quantité de

charges mesurées peut aussi varier suivant l'épaisseur des cibles ; une estimation de l'imptécision de l'ordre de 20 % est raisonnable;

. sur la connaissance de l'angle de détection qui est fonction de la position de l'impact du faisceau et de l'alignement global de l'ensemble de détection. Des mesures à angles symétriques (θ et $-\theta$) permettent d'évaluer la précision à 0.3°. L'erreur sur les valeurs absolues des sections efficaces due à l'imprécision sur l'angle est de quelques pour cent;

. Les erreurs statistiques sur les surfaces des pics ; elles sont typiquement de l'ordre de 10 % pour les réactions étudiées, les erreurs statistiques sur le monitorage sont négligeables.

En résumé, les valeurs absolues des sections efficaces de réaction sont connues à 30 - 40 % près.

On peut remarquer que nos mesures de valeurs absolues de sections efficaces sont en bon accord avec celles publiées pour les interactions $^{12}C + ^{14}N$: $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$ à 20 MeV [10], $^{12}C(^{14}N,\alpha)^{22}Na$ à 35 MeV [11] et $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à 30 MeV [12]; cependant les valeurs obtenues pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à 52 MeV par le groupe d'Heidelberg [13] sont environ trois fois plus petites que les nôtres.

Une vérification de nos mesures pour le système $^{12}C + ^{26}Mg$ est aussi obtenue en remarquant que, pour les angles les plus vers l'avant, la valeur absolue de la section efficace mesurée pour la diffusion élastique est, comme on l'attend, très voisine de la section efficace théorique de Rutherford.

Références du Chapitre I

[1] L. Bianchi, M. Gandy, J.L. Girma, J.M. Guillou et J. Roos, Compte Rendu d'Activité CEN Saclay 1970-1971.

[2] H. Bethe et J. Ashkin, Experimental Nuclear Physics, Vol 1, p.267 (J. Wiley, New-York, 1952).

[3] L.C. Northcliffe et R.F. Schilling, Nuclear data tables, Vol. 7, N° 3-4 (1970).

[4] M. Avril, B. Delaître, P. Hameau, J. Labrély, R. Moreau, A. Pagès et M. Vidal, Compte Rendu d'Activité CEN Saclay 1968-1969.

[5] C. Volant, Thèse 3ème cycle, Paris 1972.

[6] R. Ballini, D. Daronian et A. Pagès, Compte Rendu d'Activité, CEN Saclay 1965-1966.

[7] D. Daronian et C. Volant, Compte Rendu d'Activité CEN Saclay 1969-1970.

[8] D. Daronian, B. Goldfarb, M. Lussignol et S. Valéro, Compte Rendu d'Activité, CEN Saclay 1970-1971.

[9] J.B. Marion et F.C. Young, Nuclear Reaction Analysis; graphs and tables.

[10] K.A. Erb, C. Olmer, D. Hanson, R.G. Stokstad et D.A. Bromley, Conférence de Münich 1973, Vol.1, p.218.

[11] J.N. Hallock, H.A. Enge, A. Sperduto, R. Middleton, J.D. Garrett et H.T. Fortune, Phys. Rev. C6 (1972) 2148.

[12] R.G. Stokstad, Proceedings of the International Conference on Reactions between Complex Nuclei, Vol. II. North Holland, Co, Amsterdam (1974) p.327.

[13] N. Marquardt, W. Von Oertzen et R.L. Walter, Phys. Lett. 35B (1971) 37 ; J. de Phys. 32 (1961) C6-229.

TRANSFERTS DE 1, 2 et 3 NUCLEONS PAR UN FAISCEAU DE ^{12}C SUR DES NOYAUX-CIBLE DE LA COUCHE (2s-1d).

Dans cette partie nous présenterons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour les réactions $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$, $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$, $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$. En les discutant d'abord d'une manière qualitative, nous verrons que les caractéristiques observées sont en faveur d'un mécanisme prépondérant de transfert direct en une seule étape. Nous décrirons ensuite le formalisme de l'analyse en ondes distordues dans l'approximation de Born (DWBA) dans le cas du transfert de plusieurs nucléons induits par ions lourds et nous l'appliquerons à nos résultats.

CHAPITRE II

ASPECTS QUALITATIFS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

II.1. Conditions dynamiques des réactions étudiées.

La liste des différentes réactions étudiées est présentée sur le tableau II.1. Nous donnons aussi certaines grandeurs caractérisant ces réactions pour une énergie incidente de ^{12}C de 46 MeV dans le système du laboratoire :

k_i et k_f sont les nombres d'onde dans la voie d'entrée et la voie de sortie respectivement, les deux noyaux étant considérés dans leurs états fondamentaux.

Les paramètres η_i et η_f sont, dans les mêmes conditions, les paramètres coulombiens de Sommerfeld :

$$\eta = \mu \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar^2 k} \qquad \text{avec} \qquad \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$$

où (Z_1, Z_2) et (M_1, M_2) sont les charges et les masses des deux ions, e est la charge de l'électron et $\hbar$ la constante de Planck. Le paramètre η caractérise l'influence des forces coulombiennes dans la réaction : $\eta >> 1$ signifie que l'interaction coulombienne est prépondérante et $\eta << 1$ qu'elle est négligeable devant les forces nucléaires. Pour les réactions étudiées ici (tableau II.1), la situation est intermédiaire car η est de l'ordre de 4 à 6.

Si on définit un rayon d'interaction R, on peut obtenir un ordre de grandeur pour les moments angulaires L mis en jeu dans la réaction en utilisant la formule classique :

$$L \simeq kR\left[1 - \frac{2\eta}{kR}\right]^{1/2}$$

avec $R = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, A_1 et A_2 étant les masses des ions en collision. Si on choisit une valeur r_o de l'ordre de 1,5 fm, $L \simeq 19\hbar$ et $21\hbar$ pour les systèmes $^{12}C + ^{18}O$ et $^{12}C + ^{26}Mg$ respectivement.

Sur le tableau II.1 sont aussi portés les énergies incidentes dans le centre de masse E_{CM} et les bilans énergétiques pour les réactions conduisant aux états fondamentaux. Ces grandeurs sont à considérer en comparaison avec les estimations des hauteurs des barrières coulombiennes B_i et B_f dans les voies d'entrée et de sortie respectivement :

$$B = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \qquad \text{avec } R = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ et } r_o \simeq 1{,}5 \text{ fm.}$$

TABLEAU II.1

Conditions dynamiques des réactions étudiées à $E(^{12}C) = 46$ MeV

Réactions	k_i (fm^{-1})	η_i	k_f (fm^{-1})	η_f	B_i (MeV)	B_f (MeV)	E_{CM} (MeV)	Q_o (MeV)
$^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$	3.08	3.86	2.60	3.52	9.2	7.85	27.6	-6.348
$^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$	3.51	5.79	2.98	5.86	13.1	11.9	31.5	-7.682
$^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$	3.51	5.79	2.91	4.87	13.1	10.3	31.5	-7.331
$^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$	3.51	5.79	2.91	4.55	13.1	10.3	31.5	-5.670

On constate que les énergies mises en jeu sont de l'ordre de 2 à 3 fois la hauteur de ces barrières coulombiennes.

II. 2. La sélectivité

La sélectivité très forte des réactions induites par ions lourds est l'aspect qualitatif qui a encouragé l'utilisation de ces réactions comme outil de spectroscopie nucléaire.

Dans cette partie nous examinerons les spectres en énergie et, bien que les formes des distributions angulaires ne soient pas monotones, nous ne discuterons en général que sur un spectre mesuré à un angle ; cependant, les aspects que nous avancerons pour illustrer les populations sélectives de certains états seront des caractéristiques observées sur l'ensemble des spectres obtenus.

II. 2.1. La réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$

Un spectre en énergie de cette réaction est montré sur la figure 4 . La sélectivité y est remarquable car seuls les trois premiers états de $^{20}Ne(0^+ 0,0$ MeV, 2^+ 1,63 MeV et 4^+ 4,25 MeV) sont peuplés de façon prépondérante.

Bien qu'il soit le prochain membre de la bande de rotation basée sur l'état fondamental, l'état 6^+ à 8,79 MeV n'est pas excité ; cela s'expliquerait dans l'hypothèse d'un transfert direct de deux protons dans la couche 2s-1d car, en effet, seul le peuplement des états ayant des spins $J \leq 4$ est alors permis .

Les membres de la bande $K = 2^-$ (2^- 4,97 MeV, 3^- 5,63 MeV, 4^- 7,04 MeV et 5^- à 8,46 MeV) qui sont décrits théoriquement comme des états ayant une structure $(2s\text{-}1d)^5 (1p)^{-1}$ ne devraient pas être excités dans un transfert direct. En effet, ils sont faiblement peuplés ici, le seul pic observé qui pourrait leur être attribué est aux environs de 5 MeV d'énergie d'excitation mais il peut être aussi expliqué par la double excitation $^{10}Be(2^+ 3,37$ MeV) + $^{20}Ne(2^+ 1,63$ MeV). En outre, plusieurs membres de cette bande $K = 2^-$ sont de parité non naturelle ; leur non-excitation indique une faible contribution du noyau composé.

Les états de la bande $K = 0^-$ (1^- 5,80 MeV, 3^- 7,17 MeV et 5^- à 10,4 MeV) ont une structure décrite avec une forte composante $(2s\text{-}1d)^3 (2p\text{-}1f)^1$; ils peuvent donc être peuplés dans le transfert direct. Le pic à 5.80 MeV peut être attribué à l'état 1^- et celui à environ 10.4 MeV à l'état 5^- bien que, pour ce dernier, la grande densité d'états de ^{20}Ne dans cette région ne permette pas de conclusion définitive.

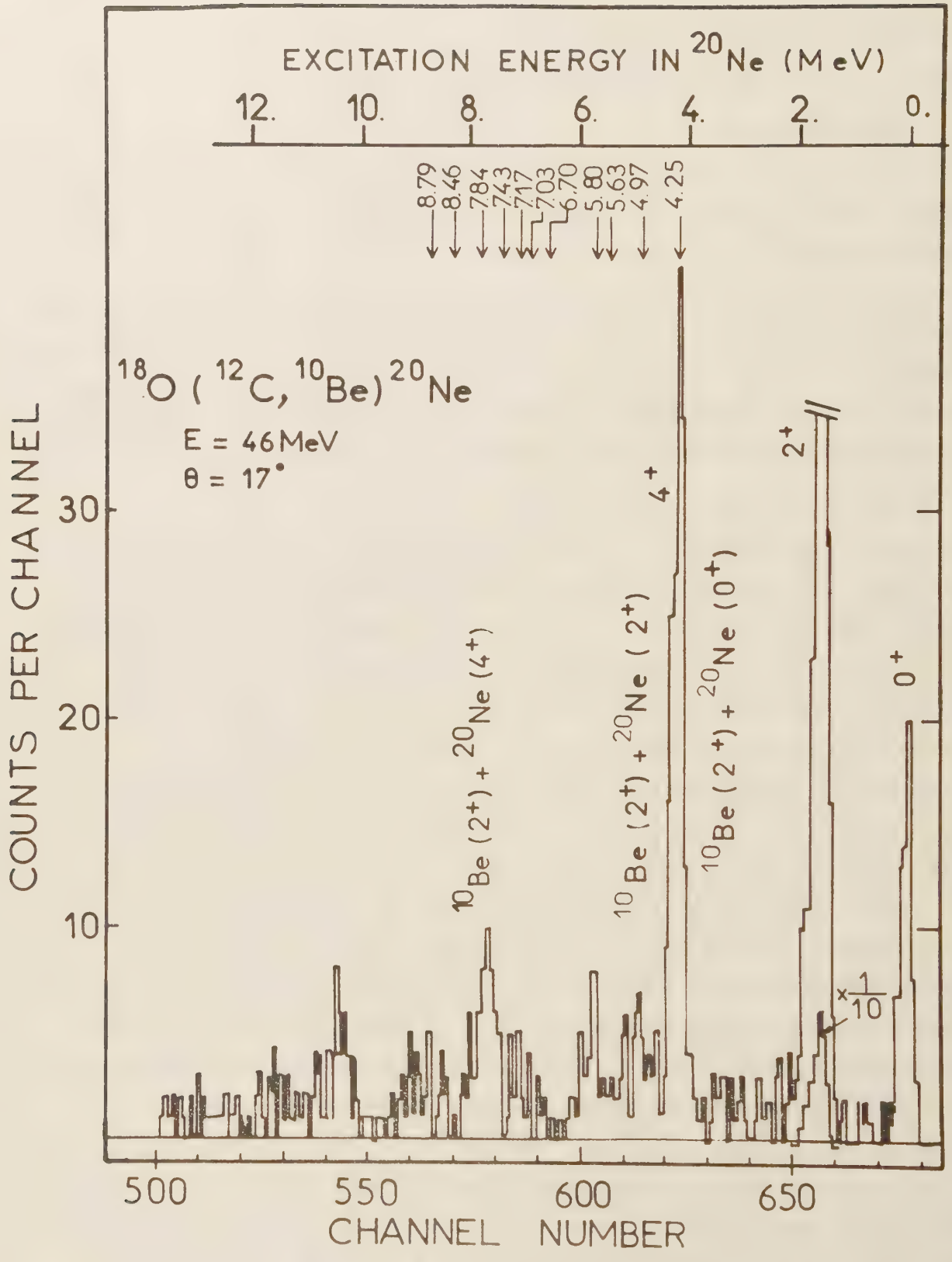

Fig. 4 Spectre en énergie de la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$.

Le pic observé à environ 7,7 MeV d'énergie d'excitation pourrait être attribué à l'état 7,84 MeV 2^+ dont la composante 8 particules-4 trous dans un coeur de ^{16}O semble bien établie [1]; néanmoins, dans le cadre d'un transfert direct, son peuplement ne s'expliquerait que par le transfert de huit nucléons dans la réaction $^{12}C(^{18}O, ^{10}Be)^{20}Ne$ qui est observée ici aux angles arrière ; cela impliquerait une section efficace grande aux angles vers l'avant contrairement au résultat expérimental discuté plus loin. Plus probablement, ce pic est dû à la double excitation $^{10}Be(2^+$ 3.37 MeV) + $^{20}Ne(4^+$ 4.25 MeV)

II.2.2. Les transferts (^{12}C, ^{11}B), (^{12}C, ^{10}Be) et (^{12}C, ^{9}Be) sur ^{26}Mg

Les spectres en énergie de ces trois réactions, mesurés simultanément, sont montrés sur la figure 5 . Les numéros de canaux correspondent aux mêmes énergies sortantes pour les particules détectées. Ainsi, l'absence de pics importants au-delà de 3 MeV d'énergie d'excitation dans ^{27}Al et de 7 MeV dans ^{28}Si ne peut être attribuée à des difficultés expérimentales si l'on se réfère au spectre de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$.

Qualitativement, cette différence observée entre les spectres peut s'expliquer par des considérations d'effets dynamiques :

On peut définir une valeur optimale pour le bilan énergétique d'une réaction afin d'observer une section efficace maximale, elle peut être donnée par la formule classique de raccordement des trajectoires coulombiennes :

$$Q \text{ opt.} = -\left(1 - \frac{Z_3 Z_4}{Z_1 Z_2}\right) E_{CM}$$

où $(Z_1\ Z_2)$ et $(Z_3\ Z_4)$ sont les produits des charges dans les voies d'entrée et de sortie respectivement. En appliquant cette formule aux réactions étudiées ici on obtient :

$$Q_{opt.}(^{12}C, ^{11}B) \simeq -3, \text{ MeV et } Q_{opt.}(^{12}C, ^{10}Be) = Q_{opt.}(^{12}C, ^{9}Be) \simeq -7, \text{ MeV}$$

Ces valeurs ne sont que des estimations grossières car cette formule n'est en principe valable que pour des énergies en dessous ou proches de la barrière coulombienne et elle néglige tout effet de transfert de moment angulaire, de recul, de distorsion nucléaire et d'angle d'observation.

En comparant les valeurs de Q_{opt} avec les valeurs de bilan énergétique Q_o

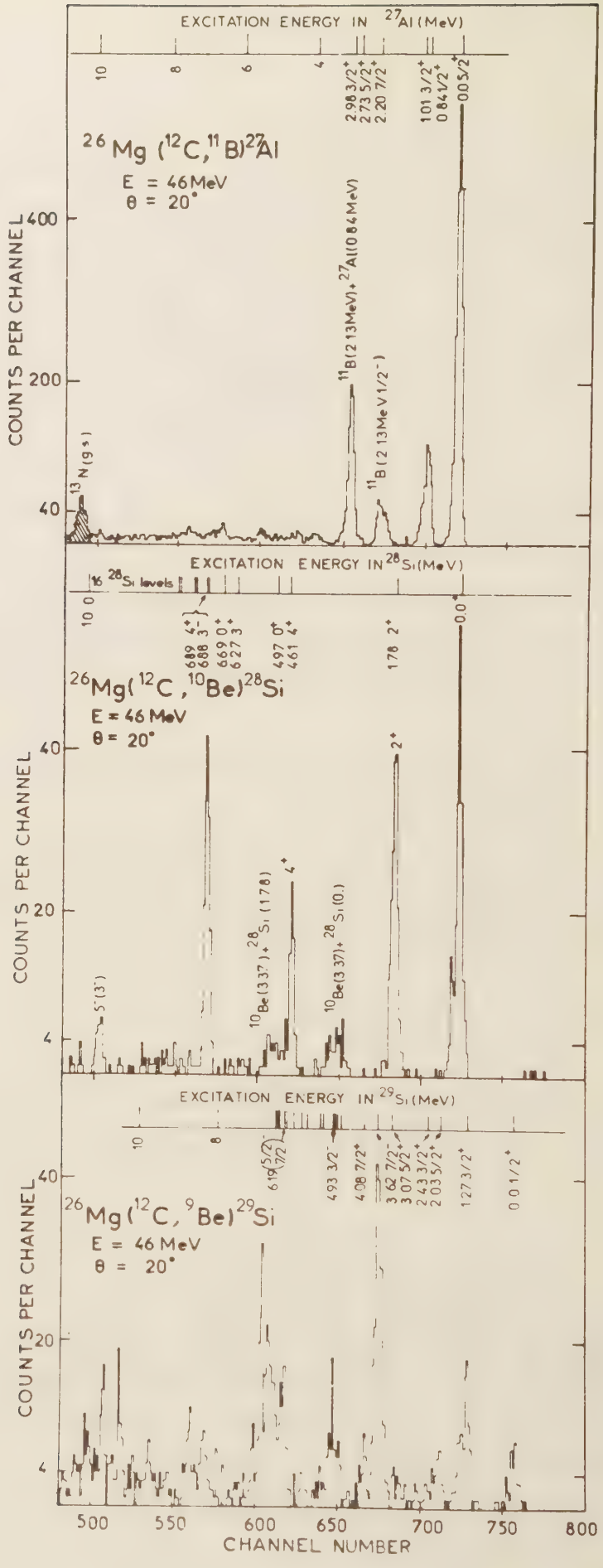

Fig. 5 Spectres en énergie des réactions (^{12}C, ^{11}B), (^{12}C, ^{10}Be) et (^{12}C, ^{9}Be) sur une cible de ^{26}Mg.

du tableau II.1, on attend une faible population des états excités dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$, la valeur $Q_{opt.}$ étant éloignée d'environ 5 MeV de l'état fondamental dans la région non physique. Les états excités seront plus facilement peuplés dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$, Q_{opt} étant situé au même endroit que l'état fondamental , la situation de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ devant être encore plus favorable pour peupler des états excités car Q_{opt} est aux environs de 1 MeV d'énergie d'excitation dans ^{29}Si.

Les excitations observées dans les spectres expérimentaux (figure 5) sont remarquablement en accord avec ces considérations qualitatives.

II.2.2.1. La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$.

La sélectivité présentée par le spectre en énergie (figure 5a) est comparable à celle observée dans la réaction $^{26}Mg(^{3}He, d)^{27}Al$ [2] où seuls les états à une particule de ^{27}Al sont excités. Ce spectre est aussi semblable à celui obtenu dans la réaction $^{26}Mg(^{16}O, ^{15}N)^{27}Al$ à 42 MeV d'énergie incidente [3].

Le pic prépondérant du spectre est l'état fondamental $5/2^+$ de ^{27}Al. La résolution en énergie (200 keV à mi-hauteur) ne permet pas de séparer l'état $1/2^+$ à 0,84 MeV de l'état $3/2^+$ à 1,01 MeV mais, comme dans l'expérience de Lewis et al [3], on ne note pas ici d'élargissement du pic observé aux environs de 1 MeV d'énergie d'excitation. La comparaison des intensités à un nucléon mesurées par la réaction (^{3}He, d) pour ces deux états suggère que ce pic est dû principalement à l'excitation de l'état $1/2^+$.

Dans la mesure de Lewis et al. [3], on ne note pas de population appréciable de l'état $7/2^+$ à 2,20 MeV d'énergie d'excitation dans ^{27}Al. Cela suggère que l'état excité dans cette région par la réaction (^{12}C, ^{11}B) n'est pas ce niveau $7/2^+$ dont le peuplement ne pourrait d'ailleurs s'expliquer dans le cadre d'un mécanisme direct en une seule étape. Le premier état $1/2^-$ de ^{11}B situé à une énergie d'excitation de 2,13 MeV est plus probablement le principal responsable de ce pic ; la largeur observée (environ 400 keV à la base) s'expliquerait par l'élargissement Doppler dû à la désintégration en vol de $^{11}B^*$ $1/2^-$.

Néanmoins, dans la réaction $^{26}Mg(^{16}O, ^{15}N)^{27}Al$ à 60 MeV, J. Ball et al. [4] observent une population non négligeable du niveau $7/2^+$ à 2,20 MeV (2,5 % de l'intensité de l'état fondamental de ^{27}Al) alors qu'à 45 MeV seule une limite

supérieure de 1 % peut être fixée. L'analyse quantitative devrait permettre d'évaluer le peuplement de cet état $7/2^+$ dans la réaction (^{12}C, ^{11}B) mais une expérience avec une meilleure résolution en énergie serait probablement inefficace compte tenu de l'élargissement Doppler de l'état $^{11}B^* 1/2^-$.

On peut remarquer aussi que l'état $5/2^+$ à 2,73 MeV bien résolu du pic à 3 MeV est peu excité, en accord avec le faible facteur spectroscopique mesuré [2].

Un état $9/2^+$ dont la population dans la réaction (^3He, d) n'est pas définitivement attribuée à un transfert direct existe à 3 MeV dans ^{27}Al. Dans notre expérience, cet état ne peut être séparé de l'état $3/2^+$ à 2,98 MeV qui, lui, a une grande composante à une particule. Il est raisonnable d'attribuer le pic observé à 3 MeV dans la réaction (^{12}C, ^{11}B) comme étant dû au transfert d'un proton sur la couche $1d_{3/2}$; néanmoins, encore seule l'analyse quantitative devrait permettre une conclusion sur ce point.

II.2.2.2. La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$.

Les trois premiers états de la bande de rotation basée sur l'état fondamental (0^+ 0,0 MeV, 2^+ 1,78 MeV et 4^+ 4,61 MeV) et un pic à 6,9 MeV sont les seuls états de ^{28}Si fortement excités jusqu'à environ 10 MeV dans cette réaction (figure 5b).

En particulier, on peut remarquer que l'état 3^+ à 6,27 MeV n'est pas peuplé, un transfert direct des deux protons couplés à S = 0; T = 1 ne pourrait former un tel état de parité non naturelle.

Les pics aux environs de 3,4 MeV et 5,10 MeV d'énergie d'excitation dans ^{28}Si sont larges et sont dus à ^{10}Be détecté dans son état excité 2^+ : $^{10}Be(2^+$ 3,37 MeV) + $^{28}Si(0^+$ 0,0 MeV) et $^{10}Be(2^+$ 3,37 MeV) + $^{28}Si(2^+$ 1,78 MeV) respectivement.

L'état 0^+ à 4,97 MeV dans ^{28}Si ne peut être résolu d'avec le dernier pic à 5,10 MeV. Un autre état 0^+ à 6,69 MeV n'est pas peuplé ici.

De 7 à 10 MeV, où pourtant environ 20 états sont connus dans ^{28}Si [5], on n'observe aucune excitation notable à l'exception d'un pic aux environs de 9,7 MeV qui pourrait être l'état 5^- (3^-) signalé dans la référence [5]. On peut remarquer que J = 5 est le spin maximal que l'on puisse atteindre par un transfert $(2s\text{-}1d)^1$ $(2p\text{-}1f)^1$ des deux protons.

II.2.2.3 La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$.

Le spectre en énergie (figure 5c) est beaucoup plus complexe. Cependant

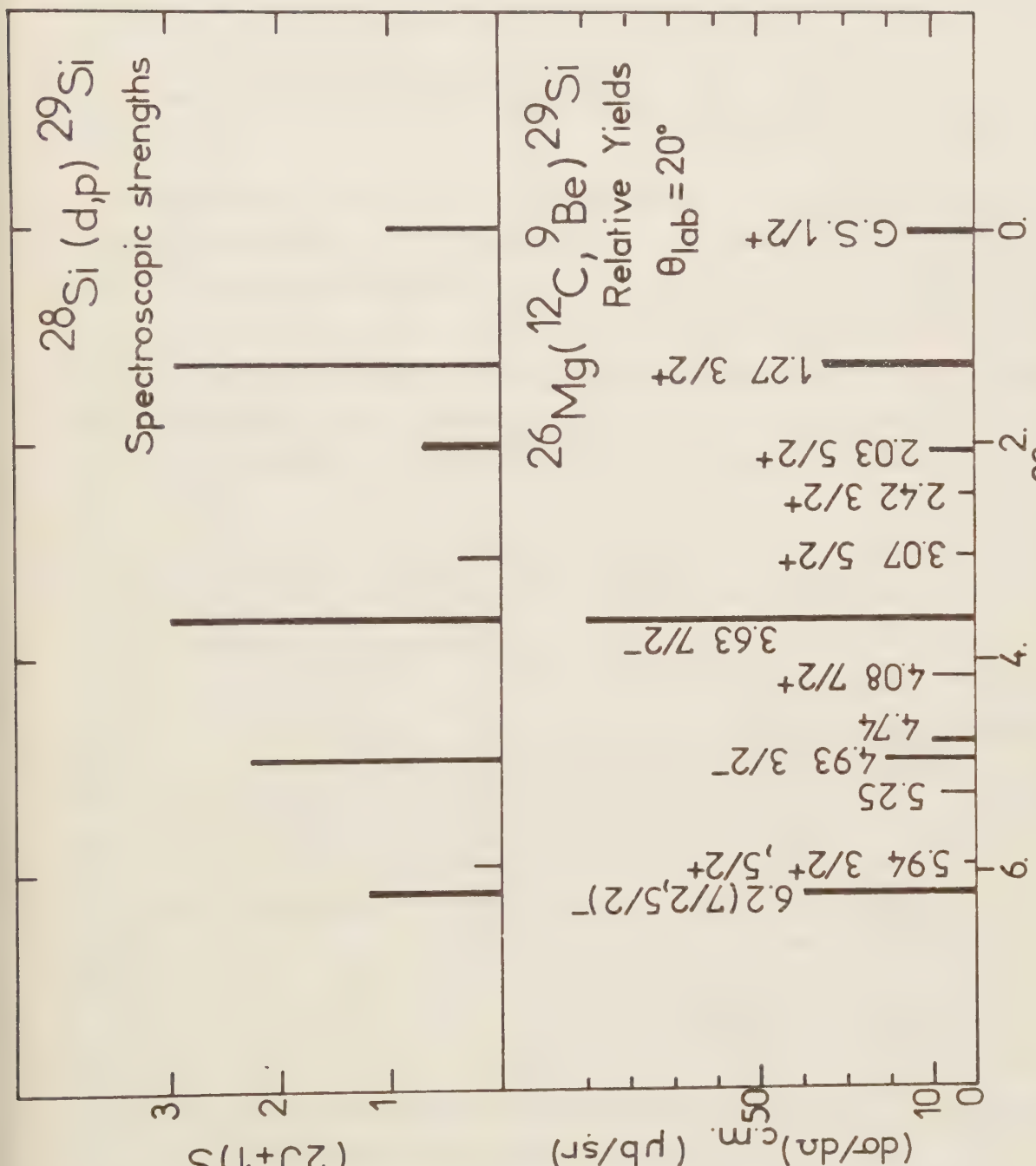

Fig. 6 Comparaison entre les intensités spectroscopiques $(2J_B+1)\ S_{AB}$ mesurées dans la réaction ^{28}Si(d,p)^{29}Si (ref.6) et les sections efficaces dans le centre de masse pour la réaction ^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si.

le premier état de ^{9}Be à 1,75 MeV étant instable pour l'émission de particule, les pics observés ne sont dus qu'aux états de ^{29}Si.

Jusqu'à environ 6 MeV d'énergie d'excitation dans ^{29}Si, les états préférentiellement peuplés sont ceux dont l'intensité à un neutron, mesurée dans la réaction $^{28}Si(d,p)^{29}Si$ [6], est importante. Ce sont les états $1/2^+$ 0,0 MeV, $3/2^+$ 1,27 MeV, $5/2^+$ 2,03 MeV, $7/2^-$ 3,63 MeV, $3/2^-$ 4,93 MeV (non résolu de l'état $5/2^+$ à 4,89 MeV) et $(7/2^-)$ à 6,2 MeV. A plus haute énergie d'excitation, la densité d'états est trop grande, compte tenu de notre résolution expérimentale, pour pouvoir faire des attributions précises.

Sur la figure 6 est montrée une comparaison entre les sections efficaces de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ à $\theta_{lab} = 20°$ et les facteurs spectroscopiques mesurés dans la réaction $^{28}Si(d,p)^{29}Si$ [6]. L'analyse quantitative permettra de préciser la similitude ainsi observée.

Nous avons donc montré que les réactions étudiées ici peuplaient préférentiellement certains niveaux et défavorisaient certains autres. Les caractéristiques observées sont jusqu'alors en accord avec l'hypothèse de transferts directs de 1, 2 et 3 nucléons.

Néanmoins, il conviendra d'analyser quantitativement cette sélectivité de façon à déterminer les contributions respectives de la dynamique de la réaction et de la structure nucléaire. Pour ce faire, nous utiliserons les distributions angulaires mesurées pour ces réactions.

II.3. Les distributions angulaires.

Pour les énergies disponibles auprès des accélérateurs électrostatiques les distributions angulaires des réactions de transfert direct induites par ions lourds sur des cibles de masses moyennes et lourdes ont habituellement une forme en cloche ayant un maximum autour d'un angle (θ_{gr}) qui correspond à une orbite classique à l'effleurement.

Cet angle est donné par $\sin \frac{\theta_{gr}}{2} = \frac{\eta}{kR-\eta}$

Pour les angles $\theta > \theta_{gr}$, les deux ions ont un fort recouvrement, l'absorption nucléaire réduit la section efficace de transfert et, pour $\theta < \theta_{gr}$, les noyaux ne venant pas en contact, la probabilité de transfert est faible.

Pour des cibles plus légères, ces énergies permettent de dépasser notablement la hauteur de la barrière coulombienne ; la forme des distributions angulaires est caractérisée par une figure de diffraction de Fraunhofer avec des oscillations de période $\theta = \frac{\pi}{kR} = \frac{180°}{kR^*}$

A plus haute énergie, les distributions angulaires décroissent exponentiellement avec l'angle , la non-observation d'oscillations pouvant s'expliquer par le fait que leurs périodes sont très petites (kR grand).

Les distributions angulaires pour les réactions $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ sont montrées sur les figures 7 et 8 pour les états fondamentaux des noyaux résiduels. Comme le laissaient supposer les conditions énergétiques, ces distributions angulaires sont fortement oscillantes.

Les courbes des figures 7 et 8 représentent les périodes de polynômes de Legendre élevés au carré. Nous avons choisi une courbe exponentielle comme enveloppe des maximms (une droite en échelle logarithmique) afin de reproduire au mieux la pente des distributions angulaires et ainsi de pouvoir mieux comparer les périodes des oscillations expérimentales avec les courbes mathématiques. Les courbes continues $|P_{L=19}(\cos\theta)|^2$ et $|P_{L=21}(\cos\theta)|^2$ reproduisent remarquablement les données expérimentales pour ^{20}Ne et ^{28}Si respectivement; la courbe en tirets $|P_{L=20}(\cos\theta)|^2$ a été tracée afin de montrer que, même pour ces valeurs élevées de L, la comparaison avec les points expérimentaux permet de déterminer sans ambiguïté le degré du polynôme reproduisant les données.

Les moments angulaires incidents évalués précédemment pour les voies d'entrée $^{12}C + ^{18}O$ et $^{12}C + ^{26}Mg$ sont également 19 $\hbar$ et 21 $\hbar$ respectivement. Cependant, il faut remarquer que cette évaluation dépend fortement du rayon d'interaction choisi ; une analyse par le modèle optique des distributions angulaires élastiques serait plus adéquate pour préciser ces grandeurs.

En optique classique, des distributions d'intensité semblables à celles montrées sur les figures 7 et 8 correspondent à celles observées lors de la diffraction de la lumière par une ouverture annulaire dans un écran noir. On peut alors interpréter les distributions angulaires de transfert comme étant caractéristiques d'un transfert ayant lieu à la surface du noyau dans une couronne de rayons R et R-d, R étant le rayon du noyau et d la largeur de la zone de transfert [7].

Néanmoins, toutes les distributions angulaires (figures 9, 10, 11 et 12) mesurées ici ne sont pas oscillantes et il appartiendra à l'analyse d'expliquer de façon quantitative les formes observées. Cependant, quelques remarques

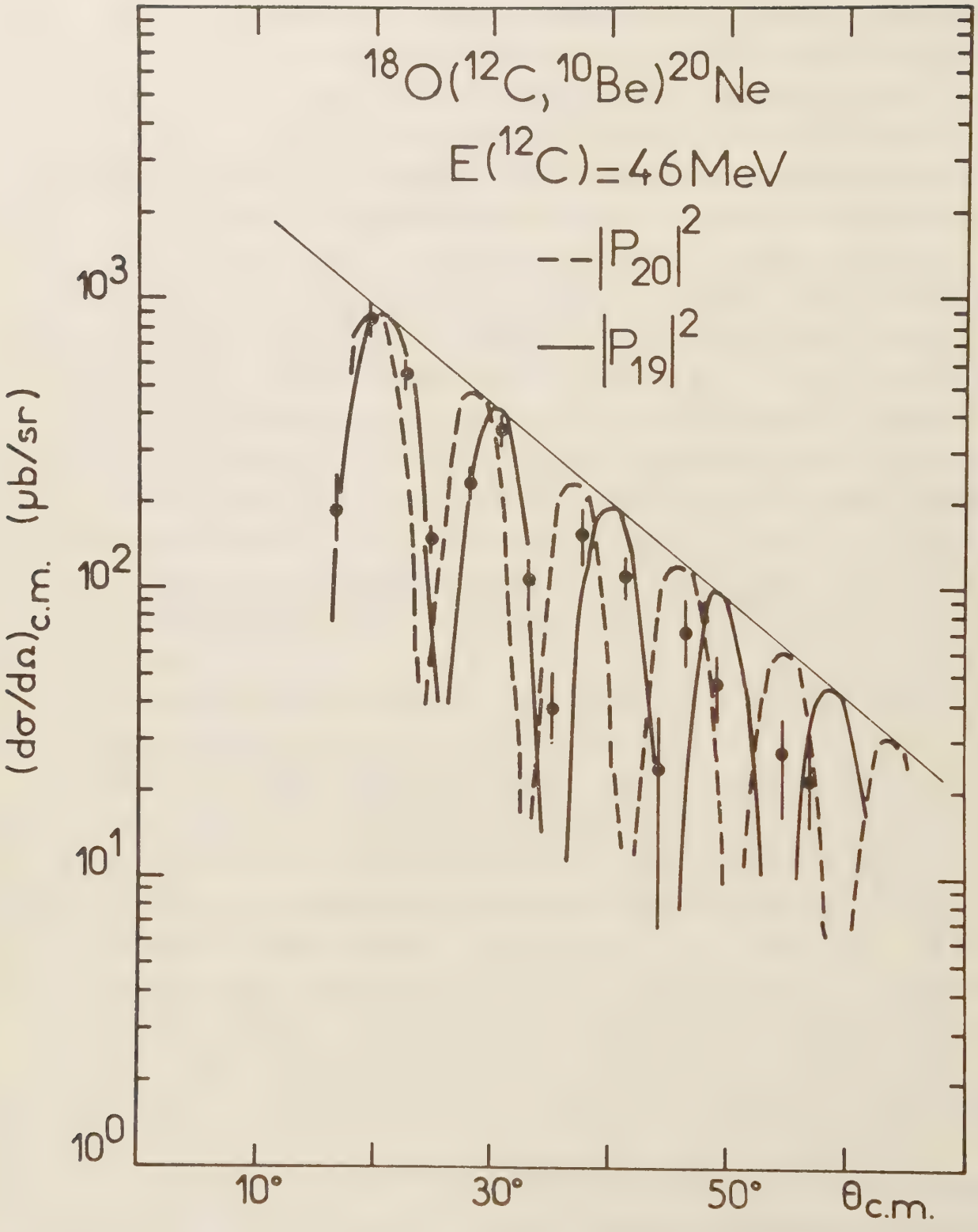

Fig. 7 Comparaison entre la distribution angulaire de la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ (E.F. 0^+) et les périodes des polynômes de Legendre au carré $|P_{L=20}|^2$ et $|P_{L=19}|^2$.

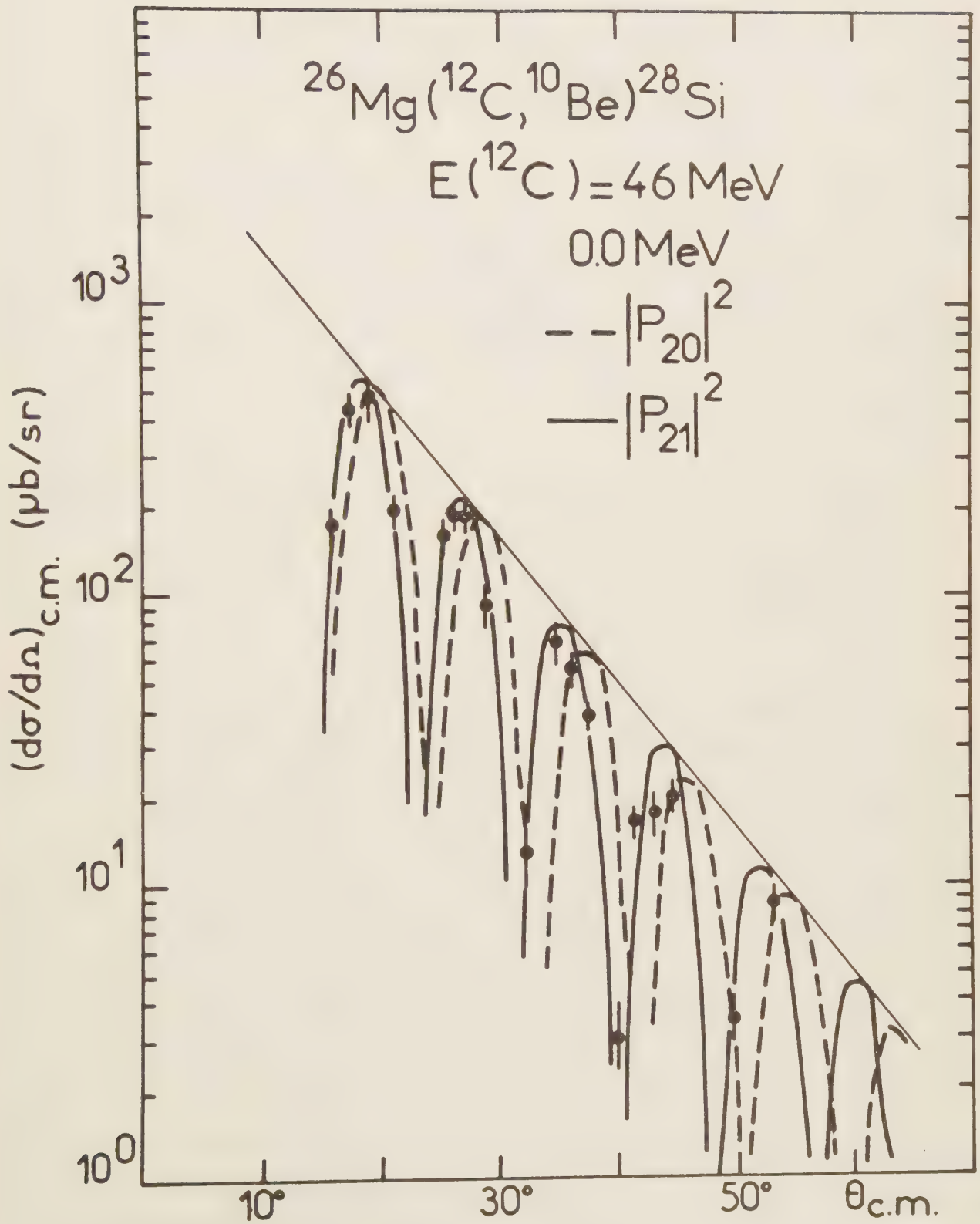

Fig. 8 Comparaison entre la distribution angulaire de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ (E.F. 0^+) et les périodes des polynômes de Legendre au carré $|P_{L=20}|^2$ et $|P_{L=21}|^2$.

peuvent être faites :

a) Plus les spins des états résiduels sont petits, plus les oscillations sont prononcées. C'est le cas des réactions (^{12}C, ^{10}Be) vers les états fondamentaux de ^{20}Ne et ^{28}Si et de la transition $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ ($1/2^+$ 0,0 MeV) par exemple.

b) Les oscillations sont plus atténuées pour les états excités. Cet effet peut être dû au fait que ces états ont des spins en général élevés ou qu'ils sont placés énergétiquement loin de la valeur Q_{opt}.

c) Si la transition implique plusieurs valeurs de moments angulaires transférés, les oscillations sont moins marquées, comme dans la transition $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$ ($5/2^+$ 0,0 MeV) où les transferts ℓ = 1, 2 et 3 sont possibles.

De ces remarques, on voit que plusieurs points intéressants sont à préciser :

. Les formes des distributions angulaires sont-elles caractéristiques des spins des noyaux résiduels, contrairement à ce que l'on observe dans les réactions proches de la barrière coulombienne ?

. La dynamique n'a-t'elle pas le rôle prépondérant ?

. Ces formes caractérisent-elles un mécanisme ? Le fait que les distributions angulaires pour les états fondamentaux soient reproduites par un polynôme de Legendre signifie que le mécanisme par lequel procède la réaction renforce l'importance de la contribution d'une des ondes partielles. Néanmoins, une telle sélection peut être due, par exemple, à la désintégration d'un état de grand spin formé dans le noyau composé, à une résonance intermédiaire dans l'une des voies d'entrée ou de sortie, à une interférence entre deux mécanismes ou encore à un facteur de forme tel que le transfert direct n'est important que pour quelques ondes partielles. Donc, en réalité, beaucoup de causes peuvent expliquer qualitativement ces formes et d'autres aspects doivent être dégagés pour caractériser le mécanisme de la réaction.

Cependant, la forme des distributions angulaires peut permettre d'éliminer certaines hypothèses sur ce mécanisme. Par exemple, si la réaction est dominée par un processus de formation du noyau composé, la distribution angulaire doit être symétrique par rapport à $\theta = 90°$ dans le système du centre de masse.

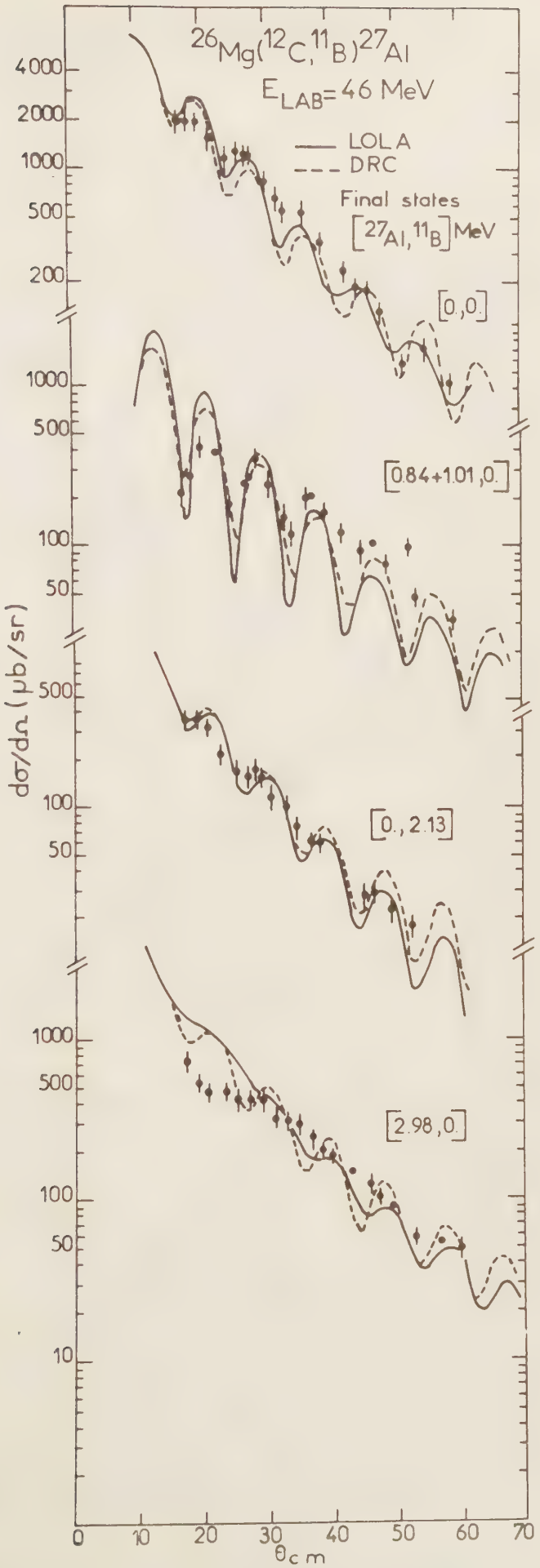

Fig. 9 Distributions angulaires de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$, les courbes sont les résultats de calculs DWBA.

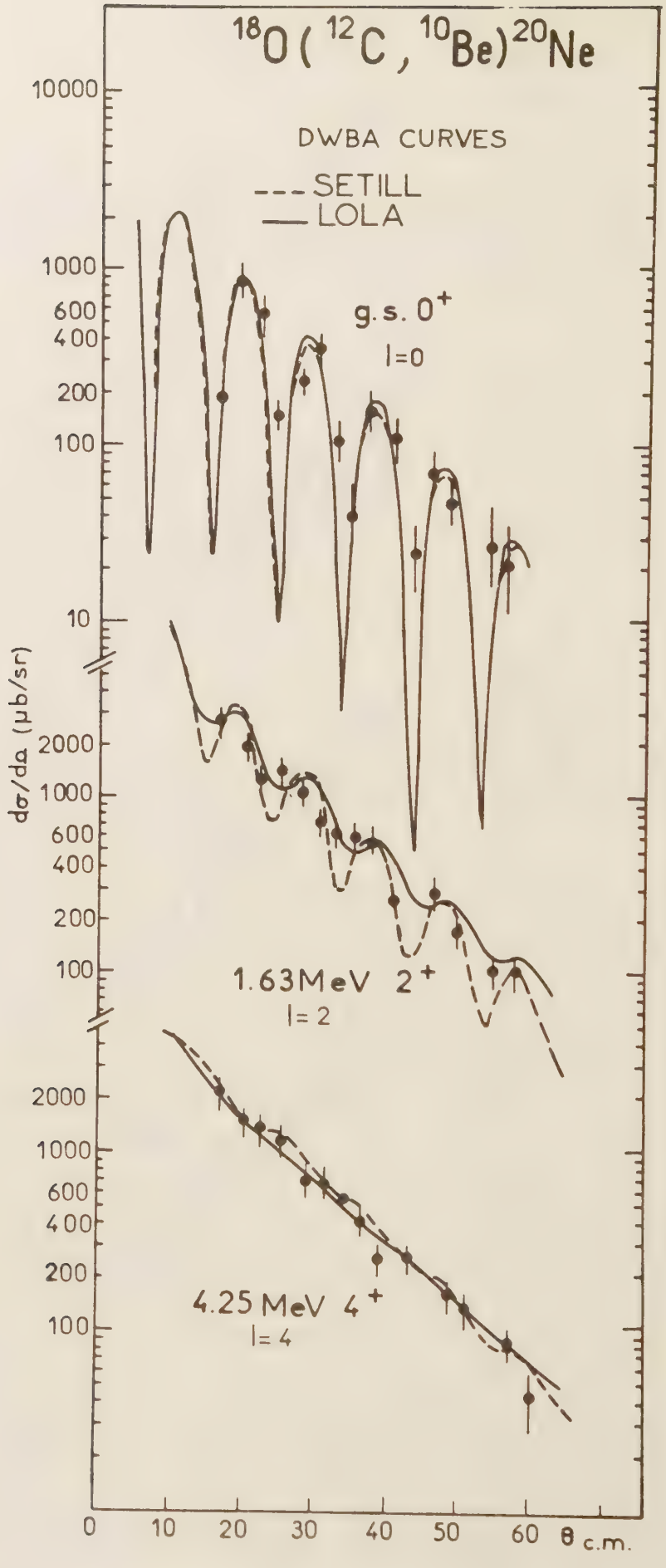

Fig.10 Distributions angulaires de la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ à 46 MeV, les courbes sont les résultats de calculs DWBA.

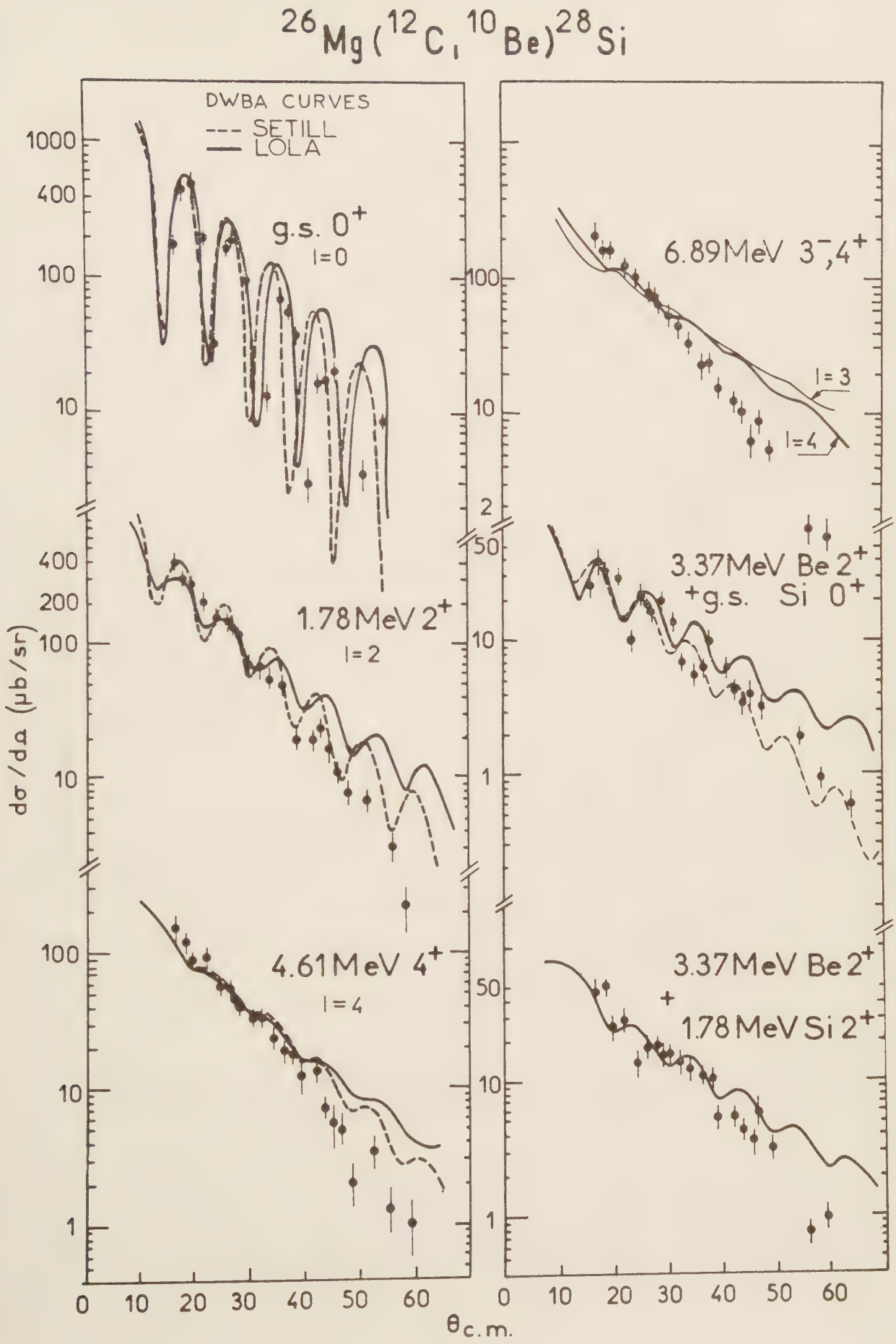

Fig.11 Distributions angulaires de la réaction $^{26}Mg(^{12}C,^{10}Be)^{28}Si$ à 46 MeV, les courbes sont les résultats de calculs DWBA.

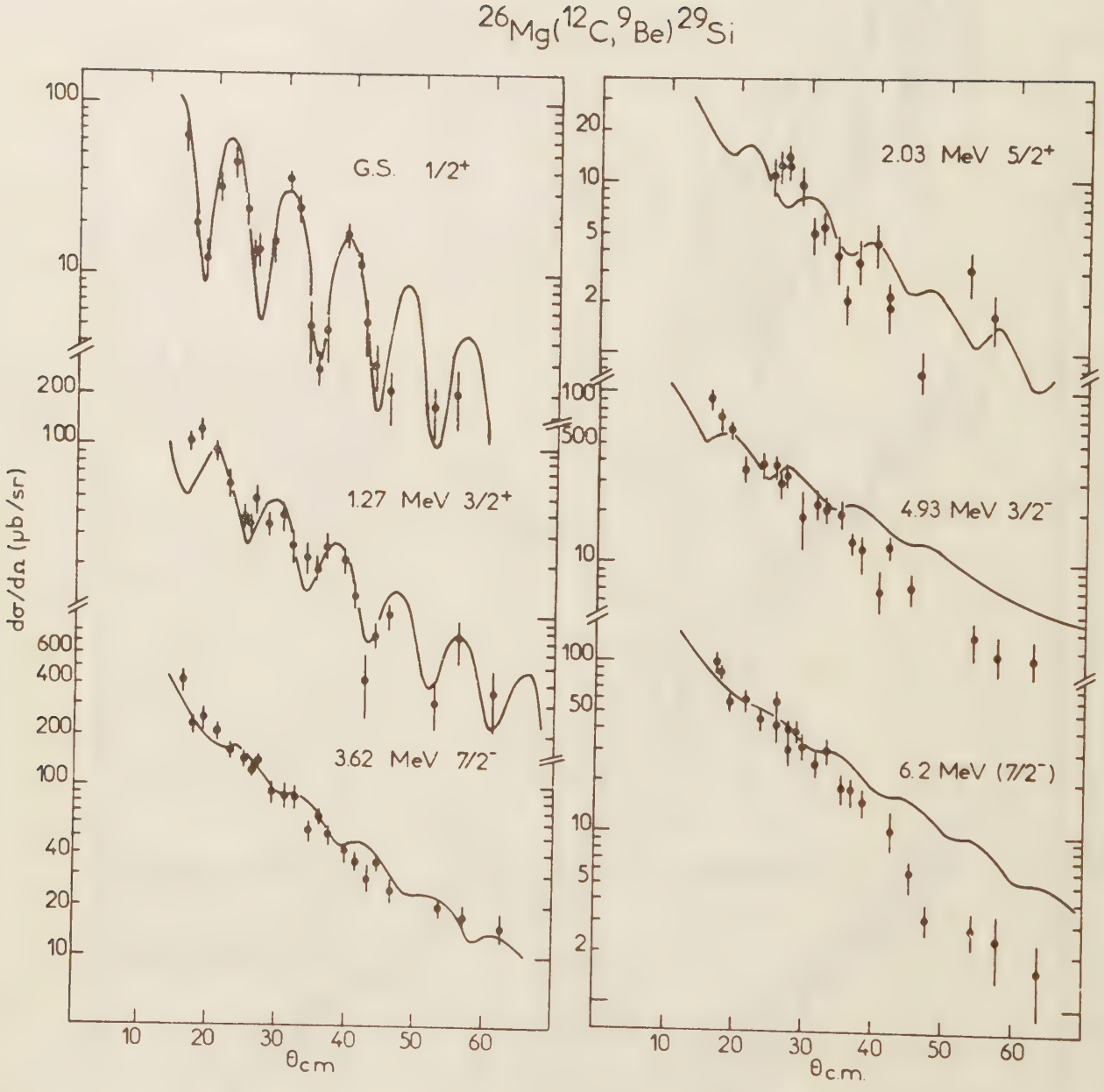

Fig.12 Distributions angulaires de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ à 46 MeV, les courbes sont les résultats de calculs DWBA.

Sur la figure 13 nous montrons les mesures pour les trois premiers états de ^{20}Ne peuplés dans la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ pour une énergie des ions ^{12}C incidents de 40 MeV ; les points aux environs de 140° dans le système du centre de masse ont été obtenus en observant la réaction $^{12}C(^{18}O, ^{10}Be)^{20}Ne$ aux angles vers l'avant pour une énergie des ions ^{18}O de 60 MeV ($E(^{18}O)$ = 69 MeV qui est l'énergie correspondante dans le système du centre de masse à $E(^{12}C)$ = 46 MeV n'a pu être atteinte avec notre accélérateur).

Il est visible que les sections efficaces aux angles vers l'arrière sont inférieures d'un ou deux ordres de grandeur à celles aux angles vers l'avant. On peut donc éliminer ainsi l'hypothèse d'un mécanisme prépondérant du type de noyau composé. Les sections efficaces des autres états de ^{20}Ne excités dans la réaction $^{12}C(^{18}O, ^{10}Be)^{20}Ne$ sont pratiquement négligeables (< 1µb/sr); en particulier l'état 2^+ à 7,84 MeV de structure 8p-4t n'est pas appréciablement peuplé, on peut donc ainsi éliminer aussi l'hypothèse d'une contribution importante du transfert direct de 8 nucléons.

En résumé, les aspects qualitatifs que nous venons de dégager des résultats expérimentaux sur les transferts observés sont :

. Une sélectivité dans le peuplement des états des noyaux résiduels.

. Des distributions angulaires piquées aux angles vers l'avant.

. Des formes de distributions angulaires différentes suivant les les états finals

. Certaines distributions angulaires ont des formes caractéristiques d'une onde partielle privilégiée.

Tous ces aspects sont nettement en faveur de l'interprétation des réactions étudiées en termes de transfert direct en une seule étape. Une étude quantitative peut maintenant être envisagée. Dans ce but, nous utiliserons l'approximation de Born en ondes déformées (DWBA) après en avoir rappelé le formalisme.

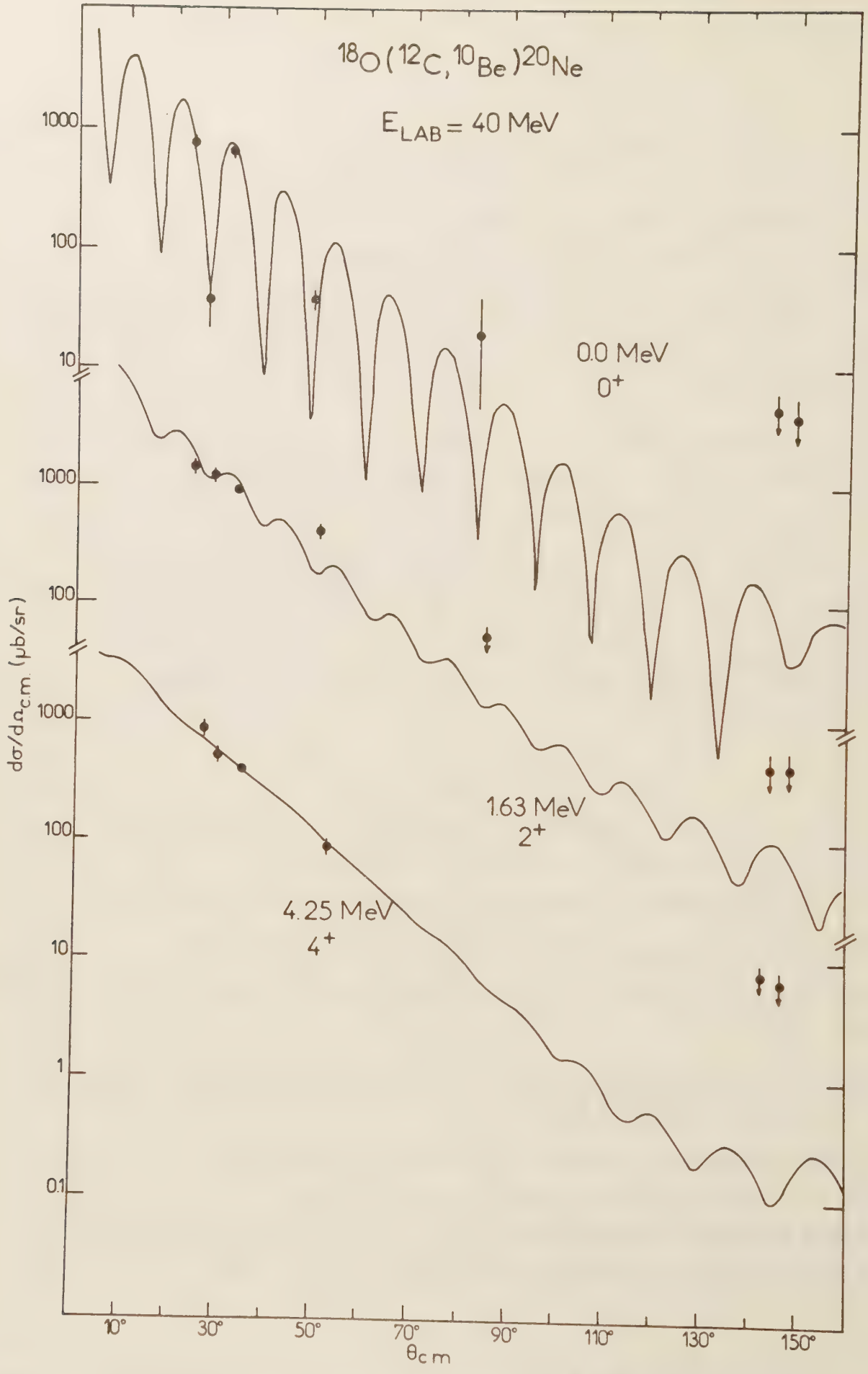

Fig.13 Distributions angulaires de la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ à 40 MeV, les courbes sont les résultats de calculs DWBA.

CHAPITRE III

ANALYSE DWBA DES REACTIONS ENTRE IONS LOURDS FORMALISME ET APPLICATION A NOS DONNEES

III.1 Rappel sur le formalisme de la DWBA

L'approximation de Born des ondes déformées (DWBA) a été l'outil idéal pour analyser les réactions de transfert direct induites par ions légers. Particulièrement dans le cas des transferts d'un nucléon, elle a permis de mettre en évidence des états à une particule.

Les transferts de deux nucléons ont aussi été analysés par cette méthode; néanmoins leur complexité est beaucoup plus grande ; le plus souvent, ces études ont conduit à la détermination de spins et à l'étude de la validité des fonctions d'onde théoriques.

L'application de la DWBA aux réactions induites par ions lourds ne permet plus le traitement approché de la dynamique de la réaction, utilisé dans le cas des réactions induites par ions légers ; l'analyse du transfert des multinucléons doit alors prendre en compte la complexité des traitements exacts de la dynamique de la réaction et de la structure de l'agrégat transféré.

Néanmoins, bon nombre d'analyses de transferts de plusieurs nucléons induits par ions lourds ont utilisé des hypothèses simplificatrices et ont permis d'évaluer l'importance de structures simples, telles que la structure alpha, dans les noyaux.

Nous présenterons le formalisme de la DWBA pour le transfert de multinucléons induits par ions lourds et nous mentionnerons les différentes simplifications qui peuvent être envisagées.

Nous traiterons ici le cas des réactions de stripping, c'est-à-dire lorsque le projectile a donné au noyau cible A un groupe de nucléons x afin de former le noyau résiduel B, b étant le noyau éjecté après l'épluchage de l'éjectile a.

Cette réaction est notée A(a,b)B avec les relations a = b + x et B = A + x. Le diagramme des coordonnées décrivant la réaction est montré sur la figure 14.

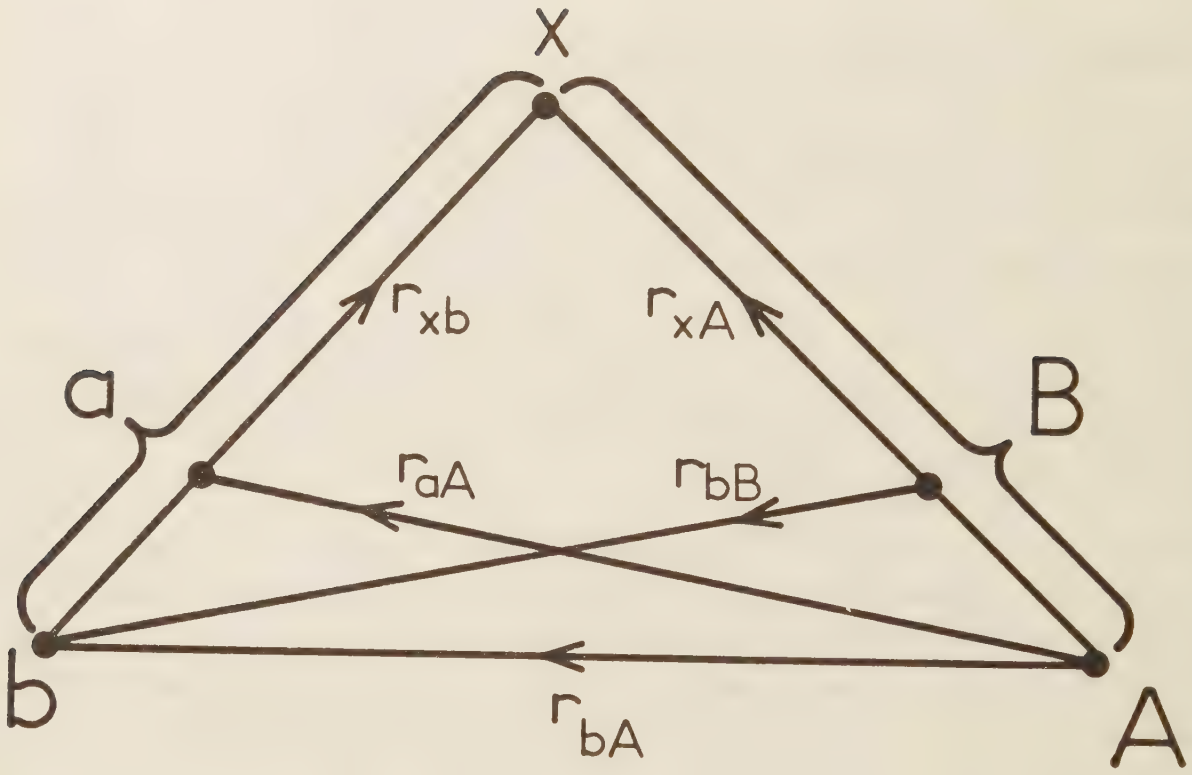

Fig.14 Coordonnées pour la réaction de transfert A(a,b)B avec a=b+x et B=A+x.

III.1.1.L'amplitude de transition.

Dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA), l'amplitude de transition T_{fi} s'écrit [8] :

$$T_{fi} = \int dr_{bB} \int dr_{aA} \chi^{(-)*}_{bB}(k_{bB}, r_{bB}) \langle Bb|V|Aa\rangle \chi^{(+)}_{aA}(k_{aA}, r_{aA}) \qquad (1)$$

$\chi^{(+)}_{aA}$ et $\chi^{(-)}_{bB}$ sont les ondes distordues décrivant le mouvement relatif

dans les voies d'entrée et de sortie. Ces ondes sont calculées à partir des potentiels optiques qui permettent de rendre compte des diffusions élastiques. k_{bB} et k_{aA} sont les nombres d'onde associés aux voies de sortie et d'entrée respectivement, les coordonnées r_{bB} et r_{aA} sont définies sur la figure 14.

Il faut remarquer que pour obtenir l'expression (1) avec la définition précédente pour les fonctions χ, on suppose que la diffusion élastique est le phénomène prépondérant dans la collision, c'est à dire que l'on considère les diffusions inélastiques et les réactions de transfert comme des perturbations ; de telles conditions ne sont pas nécessairement satisfaites dans le cas des réactions entre ions lourds.

III.1.2.Le potentiel responsable du transfert.

Le potentiel V responsable du transfert est la différence entre l'interaction V_{bB} des noyaux dans la voie de sortie (version "post") et le potentiel optique U_{bB} qui génère $\chi_{bB}^{(-)}$

$$V = V_{bB} - U_{bB} \tag{2}$$

il se met sous la forme :

$$V = V_{bx} + V_{bA} - U_{bB} \tag{3}$$

En général on néglige dans ce potentiel la partie coulombienne :

$$V^C = V_{bx}^C + V_{bA}^C - U_{bB}^C \tag{4}$$

et on ne garde que la partie nucléaire

$$V = V^N = V_{bx}^N + V_{bA}^N - U_{bB}^N \tag{5}$$

Cette approximation est d'autant plus mauvaise que le nombre de charges transférées est grand et que l'énergie incidente est faible par rapport à la barrière coulombienne [9].

D'autres simplifications sont faites dans la détermination de V^N; on suppose :

a) que la différence $V_{bA} - U_{bB}$ est négligeable devant V_{bx},

b) que le potentiel est central ; on a alors $V = V(r_{bx})$.

Dans la version "prior", en principe équivalente à la version "post", on a $V = V(r_{Ax})$.

III.1.3. Le facteur de forme

Dans l'équation (1) l'élément de matrice $\langle Bb|V|Aa\rangle$ est le facteur de forme ; il contient l'information sur la structure nucléaire et sur les règles de sélection des moments angulaires.

. On peut exprimer le facteur de forme :

$$\langle Bb|V|Aa\rangle = \int d\xi_x \left[\int d\xi_A \psi_B^*(\xi_B)\psi_A(\xi_A)\right] V(r_{bx}) \left[\int d\xi_b \psi_b^*(\xi_b)\psi_a(\xi_a)\right] . \qquad (6)$$

Les symboles ξ_i représentent les coordonnées internes et les fonctions ψ_i sont les fonctions d'onde internes des noyaux .

Les fonctions d'onde du projectile (ψ_a) et du noyau résiduel (ψ_B) peuvent être factorisées en mouvements internes des coeurs et du fragment transféré et en mouvement relatif :

$$\psi_a(\xi_a) = \binom{n_a}{x}^{1/2} \sum_p \left(S_p^i\right)^{1/2} \psi_p(\xi_b)\ \psi_p(\xi_x)\ \phi_p^i(r_{bx}) , \qquad (7)$$

$$\psi_B(\xi_B) = \binom{n_B}{x}^{1/2} \sum_q \left(S_q^f\right)^{1/2} \psi_q(\xi_A)\ \psi_q(\xi_x)\ \phi_q^f(r_{Ax}) . \qquad (8)$$

Les fonctions ϕ sont les fonctions d'onde relatives entre le fragment transféré et le coeur, les coefficients $S^{1/2}$ sont les amplitudes spectroscopiques, les indices p et q représentent les configurations possibles, les crochets $\binom{n_a}{x}$ et $\binom{n_B}{x}$ sont les coefficients du binôme tenant compte de l'identité des particules.

Dans l'hypothèse où seuls les états fondamentaux des noyaux b et A contribuent au calcul de l'amplitude de transition (coeurs inertes), les fonctions $\psi_p(\xi_b)$ et $\psi_q(\xi_A)$ se réduisent aux seules fonctions fonctions $\psi_b(\xi_b)$ et $\psi_A(\xi_A)$.

L'élément de matrice devient : $\langle Bb|V|Aa\rangle =$

$$\binom{n_a}{x}^{1/2}\binom{n_B}{x}^{1/2} \int d\xi_x \sum_{pq} \left(S_q^f\right)^{1/2*} \left(S_p^i\right)^{1/2} \phi_q^{f*}(r_{Ax})\ \ \phi_p^i(r_{bx})\ \ \psi_q^{f*}(\xi_x)\ V(r_{bx})\ \psi_p^i(\xi_x)$$

(9)

Si on admet que la structure interne du fragment transféré n'est pas modifiée, l'amplitude de transition (1) devient :

$$T_{fi} = \left(\begin{matrix} n_a \\ x \end{matrix}\right)^{1/2} \left(\begin{matrix} n_B \\ x \end{matrix}\right)^{1/2} \sum_{pq} \left(S_q^f\right)^{1/2^*} \left(S_p^i\right)^{1/2} \iint dr_{bB}\ dr_{aA}\ \chi_{bB}^{(-)^*}(k_{bB}, r_{bB})$$

$$\phi_q^{f^*}(r_{Ax})\ V(r_{bx})\ \phi_p^i(r_{bx})\ \chi_{aA}^{(+)}(k_{aA}, r_{aA})\ ; \qquad (10)$$

le plus souvent le potentiel $V(r_{bx})$ est approché par un potentiel phénoménologique reproduisant l'énergie de liaison du fragment transféré.

Dans l'équation (10) on peut remarquer que l'amplitude de transition peut s'écrire :

$$T_{fi} = \sum_{pq} A_{pq}^{fi}\ B_{pq}^{fi} \qquad (11)$$

où B_{pq}^{fi} représente l'intégrale sextuple décrivant la dynamique de la réaction, A_{pq}^{fi} est le terme dépendant de la structure nucléaire.

Il faut cependant noter que, même dans les cas simples, les amplitudes spectroscopiques ne peuvent être extraites de façon non ambiguë à partir de la comparaison entre les valeurs expérimentales et le calcul. En effet, ce sont les produits $\left(S_q^f\right)^{1/2} \phi_q^f(r_{Ax})$ et $\left(S_p^i\right)^{1/2} \phi_p^i(r_{bx})$ qui interviennent dans l'évaluation de l'amplitude de transition T_{fi} (en réalité d'ailleurs, c'est le produit des deux fonctions qui importe). Ainsi les facteurs spectroscopiques extraits de l'expérience dépendent des fonctions d'onde d'états liés choisies pour l'analyse.

Nous montrerons plus loin, dans les cas pratiques, que les différents choix modifient dramatiquement les valeurs absolues des amplitudes $S^{1/2}$ mais que les valeurs relatives sont peu affectées. Dans les transferts d'un nucléon, les fonctions $\phi_q^f(r_{Ax})$ et $\phi_p^i(r_{bx})$ étant connues par les études systématiques, ce problème est moins crucial.

En inversant l'équation (7), on peut définir des fonctions d'onde de " cluster" $Q_p(r_{bx})$:

$$Q_p(r_{bx}) = \left(S_p^i\right)^{1/2} \phi_p^i(r_{bx}) = \int d\xi_x\ \psi_p(\xi_x) \int d\xi_b\ \psi_a(\xi_a)\ \psi_p^*(\xi_b)\ . \qquad (12)$$

Les transferts de plusieurs nucléons permettent de sonder ce genre de fonctions d'onde. Les réactions directes entre ions lourds ayant lieu dans une région très limitée à la surface du noyau, elles ne donneront des informations sur ces fonctions $Q_p(r_{bx})$ que dans cette étroite région.

III.1.4. Les sections efficaces différentielles et le développement en ondes partielles.

Avant d'examiner séparément les facteurs de structure et de dynamique intervenant dans l'amplitude de transition, nous donnerons l'expression de la section efficace différentielle; elle peut s'écrire [10] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{bB}}{k_{aA}} \frac{1}{(2J_A+1)(2s_a+1)} \sum_{\substack{m_a m_b \\ m_A m_B}} |T_{fi}|^2 \quad ; \qquad (13)$$

μ_a et μ_b sont les masses réduites dans les voies d'entrée et de sortie, J_A et s_a désignent respectivement les moments angulaires totaux du noyau cible et du projectile, m_i représente les états magnétiques du noyau i.

On peut aussi écrire la section efficace différentielle sous la forme [11] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{bB}}{k_{aA}} \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_{\ell s j m} \left| \sum_{pq} \left(S_{pq}^{\ell s j}\right)^{1/2} \beta_{pq}^{\ell m}(\theta) \right|^2 \quad ; \qquad (14)$$

$(\ell s j)$ représentent respectivement le moment angulaire orbital, le spin et le moment angulaire total transféré, m est la projection de ℓ

$$j = J_B - J_A, \; s = s_a - s_b, \; j = \ell + s$$

$\left(S_{pq}^{\ell s j}\right)^{1/2}$ étant l'amplitude spectroscopique fonction de $\left(S_p^i\right)^{1/2}$ et $\left(S_q^f\right)^{1/2}$. En utilisant le développement en ondes partielles [1]:

$$\beta^{\ell m}(\theta) = \frac{4\pi}{k_{aA} k_{bB}} \sum_{L_i L_f} i^{L_i + L_f - \ell} \langle L_f \ell m - m | L_i 0 \rangle (2L_f+1)^{1/2} \left[\frac{(L_f - m)!}{(L_f + m)!}\right]^{1/2} P_{L_f}^m(\theta) \; I_{L_i L_f \ell}^{pq} \qquad (15)$$

où l'axe z est suivant k_{aA}, l'axe y suivant $k_{aA} \times k_{bB}$ et θ l'angle

entre k_{aA} et k_{bB}; L_i et L_f sont les moments orbitaux dans les voies d'entrée et de sortie respectivement. Le crochet $\langle L_f \ell m-m | L_i o\rangle$ est un coefficient de Clebsh-Gordan. $I_{L_i L_f \ell}$ sont les intégrales radiales [8].

Si on effectue la sommation sur L_i on obtient, indépendamment de l'angle θ :

$$\beta^{\ell m}_{L_f} = \sum_{L_i} i^{L_i+L_f-\ell} \langle L_f \ell m-m | L_i o\rangle \ (2L_f+1)^{1/2} \ I^{pq}_{L_i L_f \ell} \tag{16}$$

et

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{E_{aA}E_{bB}} \ \frac{k_{bB}}{k_{aA}} \ \sum_{\ell sjm} \left| \sum_{pq} \left(S^{\ell sj}_{pq} \right)^{1/2} \sum_{L_f} \beta^{\ell m}_{L_f} \left[\frac{(L_f-m)!}{(L_f+m)!} \right]^{1/2} P^m_{L_f}(\theta) \right|^2 \tag{17}$$

E_{aA} et E_{bB} sont les énergies dans les voies d'entrée et de sortie.

III.1.5. Le facteur dynamique :

A l'aide des considérations géométriques on peut démontrer les relations suivantes :

$$r_{bB} = \frac{M_A}{M_B} \ r_{aA} + \frac{M_x}{M_a} \left(1 + \frac{M_b}{M_B} \right) r_{bx} \tag{18}$$

et

$$r_{bx} = \frac{M_a}{M_b} \left(r_{aA} - r_{Ax} \right) \tag{19}$$

où la quantité M_i est la masse du noyau i, le facteur dynamique B^{fi}_{pq} s'écrit :

$$B^{fi}_{pq} = \iint dr_{bB} \ dr_{aA} \ \chi^{(-)^*}_{bB}(k_{bB}, r_{bB}) \ F_{pq}(r_{aA}) \ \chi^{(+)}_{aA}(k_{aA}, r_{aA}) \tag{20}$$

où le facteur de forme $F_{pq}(r_{aA})$ est :

$$F_{pq}(r_{aA}) = \int dr_{Ax} \ \phi^{f^*}_q(r_{Ax}) \ V\left(\frac{M_a}{M_b}(r_{aA}-r_{Ax}) \right) \ \phi^i_q(r_{bx}) \ . \tag{21}$$

Dans le traitement de R.M. DeVries [12], l'intégrale sextuple (20) est calculée sans plus d'hypothèse. Ainsi, si on excepte les approximations

faites sur le potentiel d'interaction responsable du transfert, un tel calcul peut être considéré comme exact du point de vue de la dynamique de la réaction.

Une analyse utilisant le code LOLA de R.M. DeVries [12] du transfert de plusieurs nucléons est cependant très coûteuse si l'on veut effectuer rigoureusement la sommation de l'amplitude de transition.

Comme $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est proportionnelle à $|T_{fi}|^2$, (équation 13), elle ne peut être factorisée en un terme de structure et en un terme décrivant la dynamique. L'intégrale sextuple B^{fi}_{pq} doit alors être calculée pour chaque configuration (pq).

Nous verrons, dans la partie consacrée à l'évaluation des amplitudes de structure A^{fi}_{pq}, les approximations qui permettent une factorisation.

Une approximation souvent utilisée dans le transfert d'un nucléon [13] permet de réduire l'intégrale sextuple à deux intégrales triples.

En utilisant les relations (18) et (19) entre les coordonnées du problème et en négligeant la dépendance en r_{bx} dans les ondes optiques, le facteur dynamique (21) de l'élément de matrice de transition s'écrit :

$$B^{fi}_{pq} = \int dr_{aA}\, \chi^{(-)^*}_{bB}\left(k_{bB}, \frac{M_A}{M_B} r_{aA}\right) F_{pq}(r_{aA})\, \chi^{(+)}_{aA}(k_{aA}, r_{aA}) \qquad (22)$$

avec

$$F_{pq}(r_{aA}) = \int dr_{Ax}\, \phi^{f^*}_q(r_{Ax})\, V_{pq}\left(\frac{M_a}{M_b}(r_{aA} - r_{Ax})\right)\, \phi^{i}_q\left(\frac{M_a}{M_b}(r_{aA} - r_{Ax})\right) \qquad (23)$$

en ayant posé la condition :

$$M_x\left(\frac{1}{M_a} + \frac{1}{M_A}\right) = \frac{M_x}{\mu_a} << 1 \,. \qquad (24)$$

Cette condition serait $M_x\left(\frac{1}{M_b} + \frac{1}{M_B}\right) = \frac{M_x}{\mu_b} << 1$ dans la version prior.

Le triangle des coordonnées (figure 14) se réduit alors à la droite bA.

Donc, pour que cette approximation soit valable, il faut que les masses réduites μ_a (ou μ_b) dans la voie d'entrée (ou de sortie) soient grandes devant la masse transférée.

Outre le fait que cette "négligence du recul" traite de façon approchée la dynamique de la réaction, elle induit aussi une règle de sélection supplémentaire pour les couplages des moments angulaires [8] .

Lorsque l'on réduit l'équation (20) à l'équation (22), c'est-à-dire que l'on considère r_{aA} et r_{bB} colinéaires, le facteur de forme est proportionnel au coefficient de Clebsh-Gordan $\langle L_f \ell o o | L_i o \rangle$ qui n'est différent de zéro que si $L_f+L_i+\ell$ est pair ; le changement de parité $\Delta\Pi$ dans une réaction étant $(-1)^{L_f+L_i}$, on obtient alors la règle supplémentaire $(-1)^{\ell} = \Delta\Pi$.

L'expression (22) est à comparer à celle obtenue dans l'approximation de portée nulle [10] où l'on pose :

$$V(r_{bx}) \quad \phi^{i}_{(a)}(r_{bx}) = D_o \, \delta(r_{bx}) \tag{25}$$

ce qui donne :

$$B = \int dr_{aA} \; \chi^{(-)*}_{bB}(k_{bB}, \frac{M_A}{M_B} r_{aA}) \; \phi^{f*}_{(B)}(r_{aA}) \; \chi^{(+)}_{aA}(k_{aA}, r_{aA}) \tag{26}$$

expression similaire à l'équation (22) mais qui n'a pas de dépendance radiale pour l'état $\phi^{i}_{(a)}$. Ainsi l'approximation de portée nulle implique la négligence du recul (la réciproque n'étant pas vraie).

III.1.6 Structure nucléaire

Le but est d'évaluer les amplitudes spectroscopiques $\left(S^i_p\right)^{1/2}$ et $\left(S^f_q\right)^{1/2}$ définies précédemment (équations 7 et 8).

Si on se concentre sur le vertex (a,b), on obtient, en inversant l'équation 7:

$$\left(S^i_p\right)^{1/2} = \binom{n_a}{x}^{1/2} \int d\xi_b d\xi_x \, dr_{bx} \left[\psi_p(\xi_b) \; \psi_p(\xi_x) \; \phi^i_p(r_{bx}) \right]^* \psi_a(\xi_a) \; . \tag{27}$$

Dans le cas du transfert de deux nucléons, on peut mettre cette amplitude sous la forme [14],

$$S^{1/2}\left([n_1 \ell_1 j_1][n_2 \ell_2 j_2]\right) = \left[\frac{n_a(n_a-1)}{2}\right]^{1/2} \int d\xi_b dr_1 dr_2$$

$$\left[\psi^{*J_b T_b}_{(\xi_b)} \; \psi^{*j_1 j_2 JT}_{(r_1, r_2)} \right]^{J_a T_a}_{m_a \tau_a} \; \psi^{J_a T_a}_{m_a \tau_a}(\xi_b, r_1, r_2) \tag{28}$$

où $\psi^{j_1 j_2 JT}(r_1,r_2)$ est la fonction d'onde totale de la paire, J et T sont le spin et l'isospin, M et τ les projections respectives. Le crochet $[\ ]^{JT}_{M\tau}$ implique des couplages vectoriels ; les deux nucléons sont identifiés par les nombres quantiques $(n_1 \ell_1 j_1)$ et $(n_2 \ell_2 j_2)$ des orbitales à une particule.

Une telle évaluation de $(S^{\gamma_1\gamma_2})^{1/2}$ (équation 28) à partir des fonctions d'onde du modèle en couches peut être faite en suivant le formalisme développé par I.S. Towner et J.C. Hardy [14]. γ_1 et γ_2 représentent les configurations $[n_1 \ell_1 j_1]$ $[n_2 \ell_2 j_2]$ des nucléons.

Si les fonctions d'onde ϕ^f_q et ϕ^i_p sont choisies comme étant les fonctions d'onde du modèle en couches des nucléons transférés, le facteur de forme (équation 21) dans le cas de deux nucléons s'écrit, à des coefficients géométriques près,

$$F(r_{aA}) \propto \int dr_1 dr_2 \bar{\Phi}^*_f(r_1)\bar{\Phi}^*(r_2) \left[U(r'_1) + U(r'_2)\right] \bar{\Phi}_i(r'_1)\bar{\Phi}_i(r'_2); \qquad (29)$$

(r_1,r_2) et (r'_1,r'_2) sont les coordonnées des deux nucléons par rapport aux coeurs A et b respectivement, r'_1 et r'_2 s'expriment en fonction de r_1, r_2 et r_{aA}; les fonctions $\bar{\Phi}$ sont les fonctions d'onde d'états à une particule. Dans ce cas les coefficients $S^{\gamma_1\gamma_2}$ obtenus par la méthode de la référence [14] sont directement utilisables .

Par contre, si on utilise les fonctions ϕ^f_q et ϕ^i_p décrivant le mouvement du centre de masse du fragment transféré, il est nécessaire d'extraire, des fonctions ϕ, la partie décrivant le mouvement relatif des deux nucléons et celle décrivant le mouvement du centre de masse.

III.1.7. Le traitement en agrégat.

Le formalisme exposé par R. Bock et H. Yoshida [15] permet un tel traitement. En empruntant pour une grande part les notations de ces auteurs, nous pouvons écrire la section efficace différentielle sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\mu_a\mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2}\frac{k_{bB}}{k_{aA}}\frac{2J_B+1}{2J_A+1}\sum_{\ell J_1 J_2 m}\left|\sum_{\substack{\widetilde{N}_{12}\widetilde{L}_{12}\widetilde{N}_{34}\widetilde{L}_{34}\\ [\lambda]TSL_1L_2}}(-1)^{S+L_1+L_2-J_1}\right.$$

$$\hat{\ell}W(L_1J_1L_2J_2;S\ell)\,\theta_1([\lambda]TSL_1J_1)\,\theta_2([\lambda]TSL_2J_2)\,K^{(x)}_{\ell L_1L_2}(\widetilde{N}_{12}\widetilde{L}_{12}\widetilde{N}_{34}\widetilde{L}_{34})$$

$$\left.\left(\frac{a}{b}\right)^{1/2(2\widetilde{N}_{12}+\widetilde{L}_{12})}\left(\frac{B}{A}\right)^{1/2(2\widetilde{N}_{34}+\widetilde{L}_{34})}\beta^{\ell m}(\theta)\right|^2 \tag{30}$$

où

$$i^{\ell}\hat{\ell}\beta^{\ell m}_{(\theta)} = J\int dr_{aA}\,dr_{bB}\,\chi^{(-)*}_{(k_{bB},r_{bB})}f_{\ell m}(r_{aA},r_{bB})\,\chi^{(+)}_{(k_{aA},r_{aA})}. \tag{31}$$

$\hat{\ell} = (2\ell+1)^{1/2}$, W est un coefficient de Racah, $[\lambda]$ représente la symétrie du fragment transféré, θ_1 et θ_2 sont essentiellement des coefficients de parenté fractionnelle décrivant la séparation de a en b + x et de B en A + x; K est l'intégrale de recouvrement de l'agrégat des x nucléons de a et B, son mouvement du centre de masse dans a et B est décrit par $\widetilde{N}_{12}\widetilde{L}_{12}$ et $\widetilde{N}_{34}\widetilde{L}_{34}$ respectivement; L_1J_1 et L_2J_2 sont les moments angulaires totaux et les spins des x nucléons dans a et B. Ici on suppose que les grandeurs S,T et $[\lambda]$ du fragment sont conservées dans le transfert. Les intégrales de recouvrement $K^{(x)}_{\ell L_1L_2}$ sont données dans la référence [15] pour $x \leqslant 4$.

Dans le cas de x = 1

$$K^{(1)}_{\ell L_1L_2}(\widetilde{N}_{12}\widetilde{L}_{12}\widetilde{N}_{34}\widetilde{L}_{34}) = \delta(L_{12}L_1)\,\delta(L_{34}L_2). \tag{32}$$

On retrouve la formule usuelle [9] pour le transfert de un nucléon :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\mu_a\mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2}\frac{k_{bB}}{k_{aA}}\frac{2J_B+1}{2J_A+1}\,S_{ab}\,S_{AB}\sum_{\ell}(2\ell+1)\,W^2(L_1J_1L_2J_2;S\ell)\sum_m\left|\beta^{\ell m}(\theta)\right|^2 \tag{33}$$

où S_{ab} et S_{AB} sont les facteurs spectroscopiques.

Dans le transfert de deux nucléons (x=2)

$$K^{(2)}_{\ell L_1L_2} = \sum(-1)^{L_1+L_2-\ell+\widetilde{\ell}}\hat{L}_1\hat{L}_2W(\widetilde{L}_{12}L_1\widetilde{L}_{34}L_2;\widetilde{\ell}\ell) \tag{34}$$

$$\langle n_1\ell_1n_2\ell_2|TSL_1|\widetilde{N}_{12}\widetilde{L}_{12}\widetilde{n\ell}\rangle\,\langle n_3\ell_3n_4\ell_4|TSL_2|\widetilde{N}_{34}\widetilde{L}_{34}\widetilde{n\ell}\rangle$$

Les crochets $\langle | \; | \rangle$ sont des coefficients de Talmi-Moshinsky [16], $\tilde{n}$ et $\tilde{\ell}$ décrivent le mouvement relatif des deux nucléons transférés. Les coefficients de Talmi Moshinsky imposent :

$$\sum_i 2n_i+\ell_i = 2\tilde{N}+\tilde{L}+2\tilde{n}+\tilde{\ell} \qquad (35)$$

(conservation de l'énergie dans un potentiel d'oscillateur harmonique).
Si on suppose un mouvement relatif nul pour les deux nucléons ($\tilde{n} = \tilde{\ell} = o$) on obtient :

$$K^{(2)}_{\ell LL'} = \langle n_1\ell_1 n_2\ell_2 | NLOO\rangle \langle n_3\ell_3 n_4\ell_4 | N'L'OO\rangle \qquad (36)$$

en ayant posé $(NL), (N'L') = (\tilde{N}_{12}\tilde{L}_{12}), (\tilde{N}_{34}\tilde{L}_{34})$.
La section efficace différentielle s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \propto \sum_{\ell J_1 J_2 m} \Big| \sum_{\substack{\gamma_1\gamma_2 NL \\ \gamma_3\gamma_4 N'L'}} \langle n_1\ell_1 n_2\ell_2 | NLOO\rangle \langle n_3\ell_3 n_4\ell_4 | N'L'OO\rangle$$

$$\left(S^{\gamma_1\gamma_2}_{ab}\right)^{1/2} \begin{bmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j_1 & j_2 & J_1 \end{bmatrix} \left(S^{\gamma_3\gamma_4}_{AB}\right)^{1/2} \begin{bmatrix} \ell_3 & \ell_4 & L' \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j_1 & j_2 & J_2 \end{bmatrix} \langle T_A\tau_A T\tau | T_B\tau_B\rangle \langle T_b\tau_b T\tau | T_a\tau_a\rangle$$

$$(2\ell+1)^{1/2} W(LJ_1L'J_2;S\ell) \beta^{\ell m}(\theta)\Big|^2 . \qquad (37)$$

Les coefficients $(S^{\gamma_1\gamma_2}_{ab})^{1/2}$ et $(S^{\gamma_3\gamma_4}_{AB})^{1/2}$ sont les amplitudes spectroscopiques définies précédemment (équation 28); les crochets $[\;]$ sont reliés aux coefficients 9-j $\{\;\}$ par :

$$\begin{bmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ s_1 & s_2 & S \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} = \hat{j}_1\hat{j}_2\hat{L}\,\hat{S} \begin{Bmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ s_1 & s_2 & S \\ j_1 & j_2 & J \end{Bmatrix} ;$$

ils permettent le passage de la représentation jj à la représentation LS.
Les crochets $\langle T_A\tau_A T\tau | T_B\tau_B\rangle$ et $\langle T_b\tau_b T\tau | T_a\tau_a\rangle$ sont des coefficients de Clebsh-Gordan, T_i est l'isospin, τ_i sa projection.

Dans le cas étudié ici du transfert de deux protons, les deux particules sont transférées dans l'état S = 0, T = 1 ; ainsi $L = J_1$ et $L' = J_2$ dans l'équation 37.

De plus si les mélanges de configurations dans le projectile et le noyau résiduel ne font intervenir dans chacun d'eux qu'une seule combinaison de couches majeures, il n'existe qu'un seul état (NL) et un seul état (N'L') quand la cible et le projectile sont de spin nul.

La section efficace différentielle s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{bB}}{k_{aA}} \frac{2J_{B+1}}{2J_{A+1}} \langle T_A \tau_A T\tau | T_B \tau_B \rangle^2 \langle T_b \tau_b T\tau | T_a \tau_a \rangle^2$$

$$S_{ab}\, S_{AB} \sum_{\ell} (2\ell+1) W^2(LLL'L';0\ell) \sum_{m} \left| \beta^{\ell m}(\theta) \right|^2 \qquad (38)$$

où on a posé :

$$S_{ab}^{1/2} = \left(\frac{a}{b}\right)^{N+L/2} \sum_{\gamma_1 \gamma_2} \langle n_1 \ell_1 n_2 \ell_2 | NL00 \rangle \left(S_{ab}^{\gamma_1 \gamma_2}\right)^{1/2} \begin{bmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & 0 \\ j_1 & j_2 & L \end{bmatrix}, \qquad (39)$$

la même chose pouvant s'écrire pour $S_{AB}^{1/2}$.

Le cas du transfert de trois nucléons fait intervenir des coefficients de Talmi-Moshinsky généralisés [17] pour le cas des systèmes non symétriques. On peut aussi supposer des symétries simples pour les 3 nucléons transférés comme, par exemple, le transfert d'une structure en ^{3}He dans la réaction (^{12}C, ^{9}Be).

Nous avons pu remarquer que, dans le cas où on considère un mouvement relatif simple pour les nucléons transférés, la section efficace différentielle (équation 14) peut se factoriser en un terme dépendant de la structure nucléaire et en un terme décrivant la dynamique de la réaction (équation 38).

Jusqu'à présent, seuls les calculs de H. Yoshida [15] prennent en compte tous les mouvements relatifs et font la sommation convenable sur les amplitudes. Néanmoins, dans l'analyse présentée ici, nous ne considérons que le

mouvement relatif 1s pour le fragment transféré. ($\tilde{n} = \tilde{\ell} = 0$).

Les traitements utilisant la technique de la transformation de Talmi-Moshinsky sont très lourds si on veut tenir compte de tous les mouvements relatifs permis particulièrement quand on désire résoudre l'intégrale sextuple. Néanmoins, si seul le mouvement 1s est conservé, le calcul est grandement simplifié car le facteur de structure se réduit à un coefficient.

Ce traitement a alors le désavantage de ne plus permettre un test de l'ensemble des détails des fonctions d'onde ; toutefois il faut souligner qu'une telle approximation est raisonnable car en général c'est la partie de la fonction d'onde avec le plus grand nombre de quanta dans le mouvement du centre de masse qui est prépondérante à la surface nucléaire [18] et c'est dans cette région que les transferts entre ions lourds ont lieu.

III.1.8. Le traitement microscopique.

Bien sûr les modèles utilisant directement un facteur de forme du type de l'équation (29) sont beaucoup plus séduisants car il permettent d'éviter la séparation entre le mouvement du centre de masse et le mouvement relatif. Plusieurs exemples de tels traitements du transfert de deux nucléons existent dans la littérature [19] ; ils évitent la limitation du mouvement relatif à la seule composante 1s mais cependant aucun d'eux ne tient compte rigoureusement de la dynamique de la réaction.

Le formalisme de Bonche et Giraud [20] est l'exemple de tel traitement. Son originalité repose sur l'utilisation de la méthode de la coordonnée génératrice qui permet d'introduire exactement les centres des modèles en couches dans le calcul du facteur de forme.

Dans ce formalisme, l'élément de matrice de transition s'écrit :

$$B^{fi}_{pq} \propto \int dr_{aA}\, \chi^{(-)*}\left(\frac{\mu_a}{\mu_b}\, r_{aA}\right) F(r_{aA})\, \chi^{(+)}(r_{aA}) \qquad (40)$$

avec

$$F(r_{aA}) = \langle 0 | DUC^{+}\left(\frac{M_{B+}M_a}{M}\, \frac{M_A}{M_B}\, r_{aA}\right) | 0 \rangle \qquad (41)$$

où U est le potentiel de Hartree-Fock de la cible A, C^+ et D^+ sont des opérateurs de création de l'agrégat x autour des coeurs A et b respectivement; M est la masse totale : $M = M_A + M_a = M_B + M_b$.

Outre l'hypothèse des coeurs inertes durant le transfert, ce formalisme présente quelques approximations qui lui sont propres et qui permettent d'obtenir l'expression (40). La dérivation de ce formalisme a été faite par P. Bonche et se trouve exposée dans sa thèse [20]; aussi nous nous contenterons de donner ici les conditions de validité d'une analyse utilisant le code SETILL :

1) Dans l'évaluation du recouvrement entre les coeurs A et b, certaines conditions permettent d'obtenir une expression aisément calculable :

$$\text{a)} \quad \frac{M_x \mu_a}{M_a^2} \ll 1 \qquad \text{et} \qquad \frac{M_x \mu_b}{M_B^2} \ll 1 . \tag{42}$$

Le tableau III.1 montre comment ces relations sont satisfaites dans le cas des réactions étudiées ici. Sur ce tableau sont aussi montrées les grandeurs qui interviennent dans les conditions (24). Les inégalités (42) sont satisfaites, en particulier, quand les coeurs A et b sont de masses égales et que le nombre de nucléons transférés est petit devant la masse totale :

$$M_A \# M_b \quad \text{et} \quad M_x \ll M = M_A + M_a = M_B + M_b .$$

Une autre condition :

$$\text{b)} \quad \frac{M_x}{M}\left[1 + \frac{\mu_a}{\mu_b} + \frac{M_x}{M}\,\frac{(M_a - M_b)^2}{M\,\mu_b}\right] \ll 1 \tag{43}$$

est automatiquement satisfaite dans le cas particulier précédent. Sur le tableau III.1 on montre aussi ce qu'est cette relation dans notre étude.

2) La distance relative entre les centres de masse des noyaux dans les deux voies est supposée être la même que celle entre les centres du modèle en couches de ces noyaux.

3) L'une des conséquences 1a) et 1b) est de favoriser le transfert au centre de masse des coeurs A et b ; c'est-à-dire lorsque les vecteurs r_{aA} et r_{bB} sont colinéaires et que l'on a la relation :

$$\mu_a \, r_{bB} = \mu_b \, r_{aA} \, . \qquad (44)$$

Un tel traitement permet de répartir l'approximation sur le recul entre les voies d'entrée et de sortie et par conséquent de ne pas totalement ignorer cet effet.

Tableau III.1

Réactions	μ_a (U.M.A.).	μ_b (U.M.A.)	M_x (U.M.A.)	Conditions a formule (42)		Condition b formule (43)
				$\frac{\mu_a M_x}{M_a^2}$	$\frac{\mu_b M_x}{M_B^2}$	
$^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$	7.20	6.67	2.	0.1	0.03	0.14
$^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$	8.21	7.82	1.	0.05	0.01	0.05
$^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$	8.21	7.37	2.	0.11	0.02	0.11
$^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$	8.21	6.87	3.	0.17	0.03	0.18

III.2 Conditions et résultats de l'analyse DWBA

Pour cette analyse nous avons utilisé les codes SETILL de P. Bonche, DRC de W. Tobocman et LOLA de R.M.DeVries ; SETILL n'étant adapté actuellement que pour le calcul des transferts de 4 et 2 nucléons, il ne nous a servi qu'à l'analyse des réactions (^{12}C, ^{10}Be).

Les deux premiers programmes utilisent des approximations sur la *dynamique de la réaction* : dans DRC le recul est négligé de la façon explicitée par l'équation (22); dans SETILL une approximation similaire est faite en répartissant toutefois l'effet entre les voies d'entrée et de sortie ; par contre LOLA calcule exactement l'intégrale sextuple (équation 20).

III.2.1 Le facteur de forme.

Ces trois codes diffèrent aussi par le traitement du *facteur de forme* :

. Le traitement "microscopique" qui utilise directement les fonctions d'onde du modèle en couches pour les nucléons transférés (SETILL).

Pour le transfert de deux nucléons, le facteur de forme est du type donné par l'équation (29) ; dans ce calcul interviennent les fonctions d'onde des états liés à une particule qui sont solution d'une équation de Schrödinger ; on approche le potentiel à un corps par un puits de Woods-Saxon de géométrie $R = r_o A^{1/3}_{cible}$ (r_o = 1,2 fm) et a = 0,65 fm; sa profondeur est ajustée de façon à reproduire les énergies de particule indépendante ; un potentiel spin-orbite de profondeur V_{so}= 7 MeV est inclus. Les énergies des orbites individuelles sont choisies à partir soit des spectres en énergie des noyaux impairs voisins ou de l'énergie de séparation E_s des deux protons ; dans ce dernier cas nous avons choisi l'énergie de liaison des états à une particule E_{sp} telle que $E_{sp} = 1/2(E_s - E_x)$ où E_x est l'énergie d'excitation.

. Le traitement "en cluster" est utilisé dans les codes DRC et LOLA ; les nucléons transférés sont considérés comme une particule de masse et de charge équivalente à l'agrégat. Les fonctions d'onde d'états liés du fragment transféré dans le noyau résiduel et le projectile sont calculées dans un puits de Woods-Saxon de rayon R et de diffusivité a = 0,65 fm ;

la profondeur est ajustée de façon à reproduire l'énergie de liaison du fragment dans les deux noyaux. Pour le transfert d'un seul nucléon, la géométrie du potentiel est bien définie par les études systématiques ; nous avons utilisé $R = 1.2\ A^{1/3}_{cible}$ fm et a = 0,65 fm sans inclure de potentiel spin orbite. Nous verrons plus loin que la définition du rayon R est plus arbitraire dans le cas du transfert de plusieurs nucléons.

Le nombre de noeuds N des fonctions d'onde est déterminé par l'équation (35) :

$$2N + L + 2\tilde{n} + \tilde{\ell} \quad \sum_{i=1}^{x} 2n_i + \ell_i \ ;$$

(NL) et $(\tilde{n}\tilde{\ell})$ sont les mouvements du centre de masse et relatif du fragment respectivement (nous poserons ici $\tilde{n} = \tilde{\ell} = o$) et $(n_i\ \ell_i)$ sont les nombres quantiques caractérisant les orbitales individuelles des nucléons dans le projectile ou le noyau résiduel.

III.2.2 Définition des sections efficaces différentielles.

Il est nécessaire de définir quelles sont les relations entre les expressions calculées par ces codes et les sections efficaces différentielles que l'on comparera avec l'expérience.

a) SETILL

Le calcul utilisant comme données les amplitudes des fonctions d'onde de l'agrégat transféré, l'expression obtenue tient compte de l'aspect de structure nucléaire, néanmoins le formalisme n'incluant pas l'isospin, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \langle T_A\tau_A T\tau | T_B\tau_B\rangle^2 \langle T_b\tau_b T\tau | T_a\tau_a\rangle^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{SETILL}(\theta)$$

avec les notations définies précédemment pour l'isospin (équation 37). Dans les cas étudiés ici des réactions $^{18}O(^{12}C,\ ^{10}Be)^{20}Ne$ et $^{26}Mg(^{12}C,\ ^{10}Be)^{28}Si$, chaque coefficient de Clebsh-Gordan a la valeur $1/\sqrt{3.}$

b) DRC et LOLA

Comme les calculs que nous présentons ici ont été obtenus en supposant la symétrie maximale pour le fragment transféré, nous n'avons pas modifié ces codes de façon à faire la sommation sur les amplitudes (équation 14). La section efficace est alors factorisée de la façon montrée par l'équation (38)

dans le cas du transfert de deux protons et elle peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = C_B^2 \, S_{AB} \, C_a^2 \, S_{ab} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DW}(\theta)$$

où S_{AB} et S_{ab} sont les facteurs spectroscopiques n'incluant pas l'isospin et C_B et C_a sont les coefficients de Clebsh-Gordan pour l'isospin.

L'expression de $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DW}(\theta)$ est donnée suivant le code utilisé par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DW}(\theta) = \sum_{\ell} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\ell}_{DRC}(\theta)$$

et $$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DW}(\theta) = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_{\ell} (2\ell+1) \, W^2(L_1 J_1 L_2 J_2 ; S\ell) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\ell}_{LOLA}(\theta)$$

avec les notations définies dans la partie précédente; en particulier ℓ représente les transferts de moment angulaire possibles.

Ces expressions sont identiques pour le transfert de trois nucléons dans leur symétrie maximale et pour le transfert d'un nucléon ; le mouvement interne n'intervenant pas, dans ce dernier cas, elles sont alors rigoureuses (équation 33). Bien souvent aussi, on doit définir un coefficient de normalisation $\mathcal{N}$ de manière que :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \mathcal{N} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{théo} .$$

En principe, le calcul avec LOLA étant "exact" pour le transfert d'un nucléon, ce coefficient n'est pas nécessaire. Cependant il tient compte des incertitudes sur les paramètres de l'analyse tels que ceux utilisés pour décrire les fonctions d'onde optiques et des états liés.

III.2.3. Les potentiels optiques

Les fonctions d'onde $\chi^{(-)}_{bB}$ et $\chi^{(+)}_{aA}$ (équation 1) sont déterminées à partir des potentiels optiques. Les paramètres de ces potentiels sont choisis de façon qu'un calcul par le modèle optique reproduise la distribution angulaire de la diffusion élastique.

Dans le tableau III.2 sont donnés les paramètres utilisés pour les collisions considérées dans cette étude, la forme des potentiels y est aussi définie.

Tableau III.2

Les potentiels optiques utilisés sont de la forme :

$$V(r) = V_c(r) - \frac{V}{1+\exp\left[\frac{r-R}{a}\right]} - i\,\frac{W}{1+\exp\left[\frac{r-R'}{a'}\right]}$$

où $V_c(r)$ est le potentiel coulombien, $R = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ et $R' = r'(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, A_1 et A_2 étant les masses atomiques des ions en interaction.

Channel	V (MeV)	W (MeV)	r_o (fm)	a (fm)	r' (fm)	a' (fm)
$^{12}C + ^{18}O$	100.	27.	1.19	0.48	1.27	0.26
$^{10}Be + ^{20}Ne$	100.	27.	1.30	0.48	1.27	0.26
$^{12}C + ^{26}Mg$	100.	27.	1.24	0.48	1.36	0.22
$^{11}B + ^{27}Al$	100.	27.	1.35	0.65	1.36	0.22
$^{10}Be + ^{28}Si$	100.	27.	1.24	0.65	1.36	0.22
$^{9}Be + ^{29}Si$	100.	27.	1.24	0.65	1.36	0.22
$^{16}O + ^{26}Mg$ a)	100.	40.	1.22	0.50	1.22	0.50
$^{15}N + ^{27}Al$ a)	100.	40.	1.22	0.60	1.22	0.60
$^{16}O + ^{26}Mg$ b)	100.	65.	1.22	0.50	1.17	0.05
$^{14}C + ^{28}Si$ b)	100.	65.	1.22	0.50	1.17	0.05

a) ref. 3

b) Au potentiel V(r) ainsi défini est ajoutée une partie imaginaire de la forme

$$\frac{W_s \exp\left[\frac{r-R_s}{a_s}\right]}{\left[1+\exp\left[\frac{r-R_s}{a_s}\right]\right]^2} \quad \text{avec } W_s = 2 \text{ MeV},$$

$R_s = 1.17(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$fm et $a_s = 0.5$ fm (réf.35)

Quelques remarques sont cependant à faire :

. Comme nous n'avons pas mesuré la distribution angulaire de la diffusion élastique $^{12}C + ^{18}O$ pour $E(^{12}C) = 46$ MeV ($E_{c.m.} = 27,6$ MeV) nous avons utilisé les paramètres de la référence [21] pour le système $^{12}C + ^{19}F$ obtenus par une analyse de la diffusion élastique à $E_{c.m.} = 23$ MeV.

. Nous avons mesuré la distribution angulaire de la diffusion élastique $^{12}C + ^{26}Mg$ et nous l'avons analysée par le modèle optique à l'aide du programme MAGALI de J. Raynal [22], les paramètres de départ étant ceux précédemment utilisés pour le système $^{12}C + ^{18}O$. La courbe théorique obtenue reproduit de façon excellente les données expérimentales (figure 15).

. Pour les voies de sortie, la détermination des potentiels optiques est plus délicate car la mesure des diffusions élastiques nécessite des faisceaux "exotiques"; de plus il n'est pas établi que les paramètres obtenus par l'analyse de la diffusion d'ions dans leurs états fondamentaux soient utilisables quand l'un des ions est excité, à plus forte raison si les deux le sont. Ces paramètres ont été choisis à l'aide de l'analyse DWBA : les paramètres optiques de la voie de sortie étant pris égaux à ceux de la voie d'entrée, nous avons calculé les distributions angulaires de transfert qui, expérimentalement, étaient les plus structurées ; nous avons ensuite modifié un ou deux paramètres du potentiel réel dans la voie de sortie en gardant toute autre chose fixée, de façon à reproduire au mieux la forme de ces distributions angulaires (tableau III.2).

. Généralement la variation d'un seul paramètre a été nécessaire sauf pour le cas de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$ pour laquelle la distribution angulaire de l'état $1/2^+$ à 0,84 MeV a été choisie; cet état $1/2^+$ n'est pas résolu expérimentalement de l'état $3/2^+$ à 1,01 MeV qui, cependant, a été supposé faiblement peuplé pour des raisons exposées plus loin.

On peut résumer l'effet des variations faites sur les potentiels optiques :

. Elles ne modifient pas les intensités relatives des sections efficaces des états résiduels dans une même réaction mais, cependant, elles affectent les valeurs absolues : de l'ordre d'un facteur 2 dans les réactions $(^{12}C, ^{10}Be)$ pour les variations signalées ici.

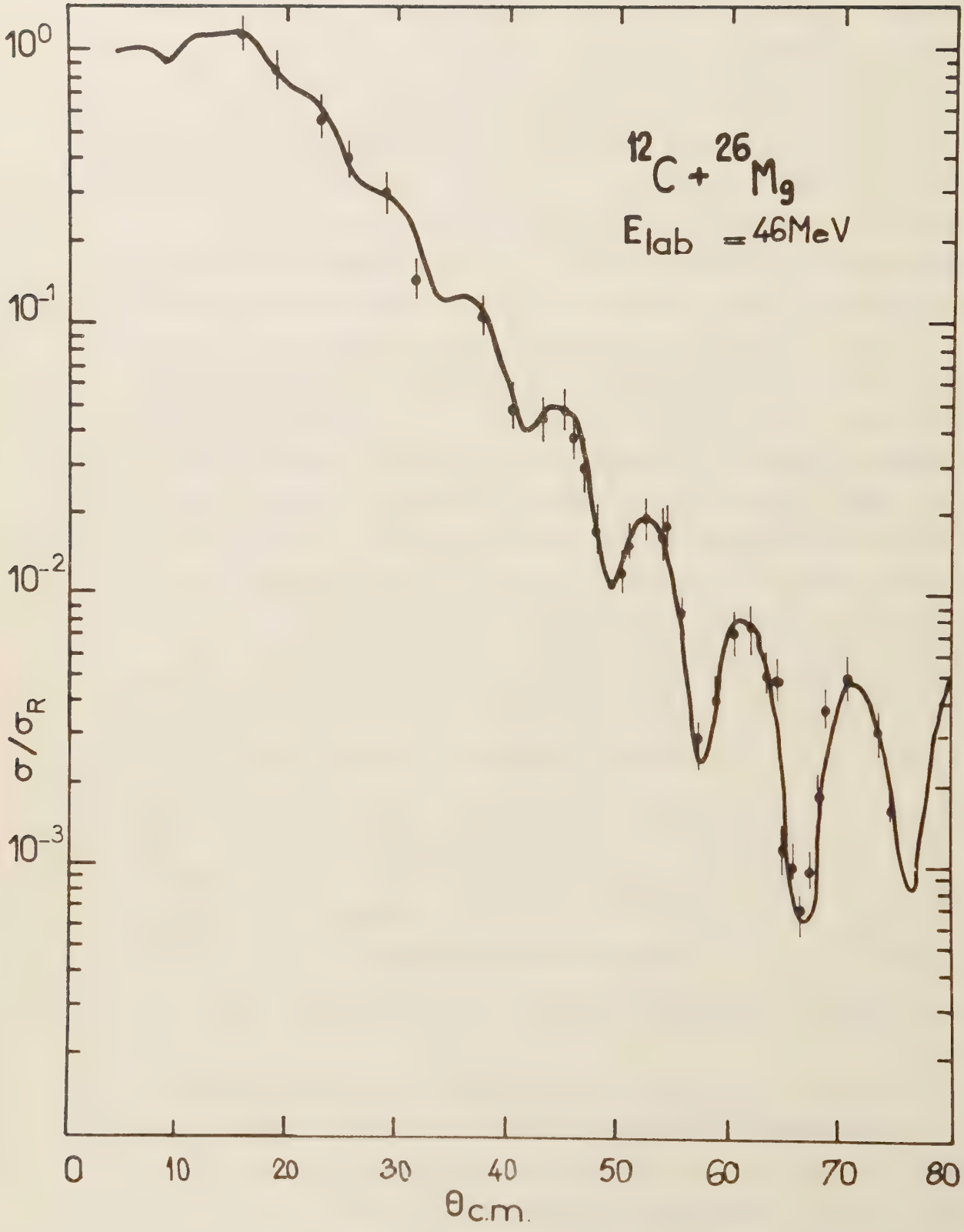

Fig.15 Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{12}C + ^{26}Mg$, la courbe est le résultat du calcul par le modèle optique.

Les paramètres de potentiels optiques sont pratiquement les seuls dont la variation dans l'analyse modifie la forme des distributions angulaires pour une transition vers un état donné. Sur les figures 16 et 17 sont comparées les distributions angulaires théoriques pour les réactions $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ vers les états fondamentaux ; elles ont été obtenues avec des paramètres dans la voie de sortie identiques à ceux de la voie d'entrée (courbes en tirets) ou avec les paramètres du tableau III.2 (courbes continues). Les points expérimentaux et les courbes en tirets ont été normalisés indépendamment à la courbe continue (la normalisation entre les courbes théoriques est donnée). L'amélioration due aux variations est très nette ici car les phases des oscillations expérimentales peuvent être excellemment reproduites. Pour les autres états excités, l'amélioration serait moins visible car les oscillations sont beaucoup plus atténuées.

Le choix des paramètres n'affectant que les valeurs absolues des sections efficaces et le fait de prendre le même ensemble de paramètres pour les deux voies n'étant pas plus justifiable, il est raisonnable d'entreprendre l'analyse avec l'ensemble reproduisant le mieux la forme des distributions angulaires.

III.2.4 Forme des distributions angulaires.

Les courbes sur les figures 9, 10, 11 et 12 sont les résultats des calculs DWBA effectuées avec les paramètres optiques du tableau III.2. De manière générale, les formes des distributions angulaires expérimentales sont bien reproduites ; les courbes seront commentées plus loin dans l'étude particulière de chaque réaction.

Une question peut cependant être examinée en détail ici : pourquoi certains états ont-ils des distributions angulaires oscillantes et d'autres non ?

III.2.4.1. Les conditions dynamiques

Nous avons mentionné précédemment les conditions d'énergie incidente par rapport à la hauteur de la barrière coulombienne et de moment angulaire apporté dans la voie d'entrée : pour les réactions $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ vers les états fondamentaux. Nous avons remarqué l'aspect diffractionnel, les périodes des oscillations étant données par $\Delta\theta = \pi/L$. Nous verrons dans ce qui suit des effets dus au raccordement entre les voies d'entrée et de sortie qui sont aussi des manifestations

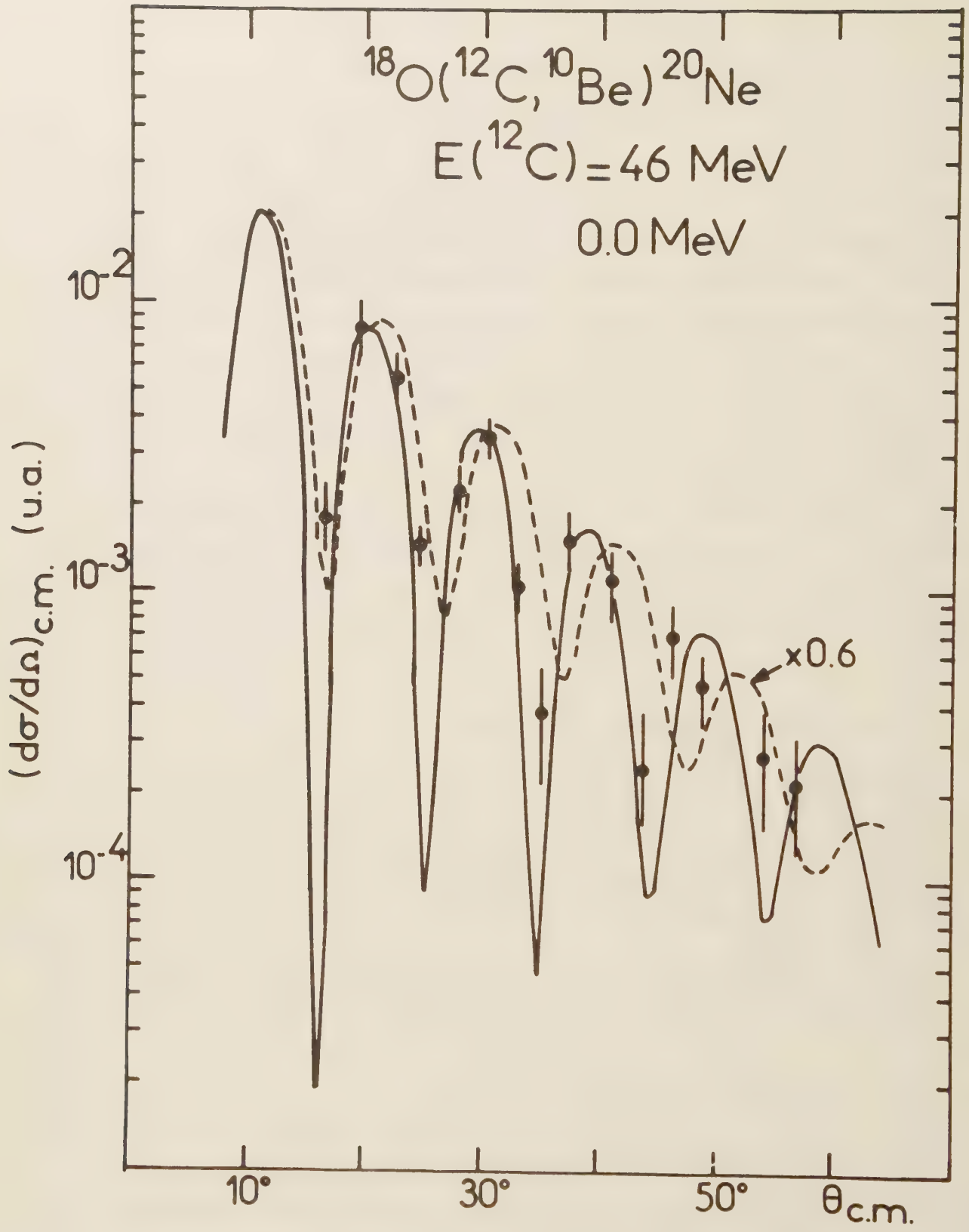

Fig.16 Calculs DWBA pour la réaction $^{18}O(^{12}C,^{10}Be)^{20}Ne$ (E.F. 0^+) en utilisant les paramètres du modèle optique du tableau III.2 (courbe continue) et des paramètres pour la voie de sortie identiques à ceux de la voie d'entrée (courbe en tirets).

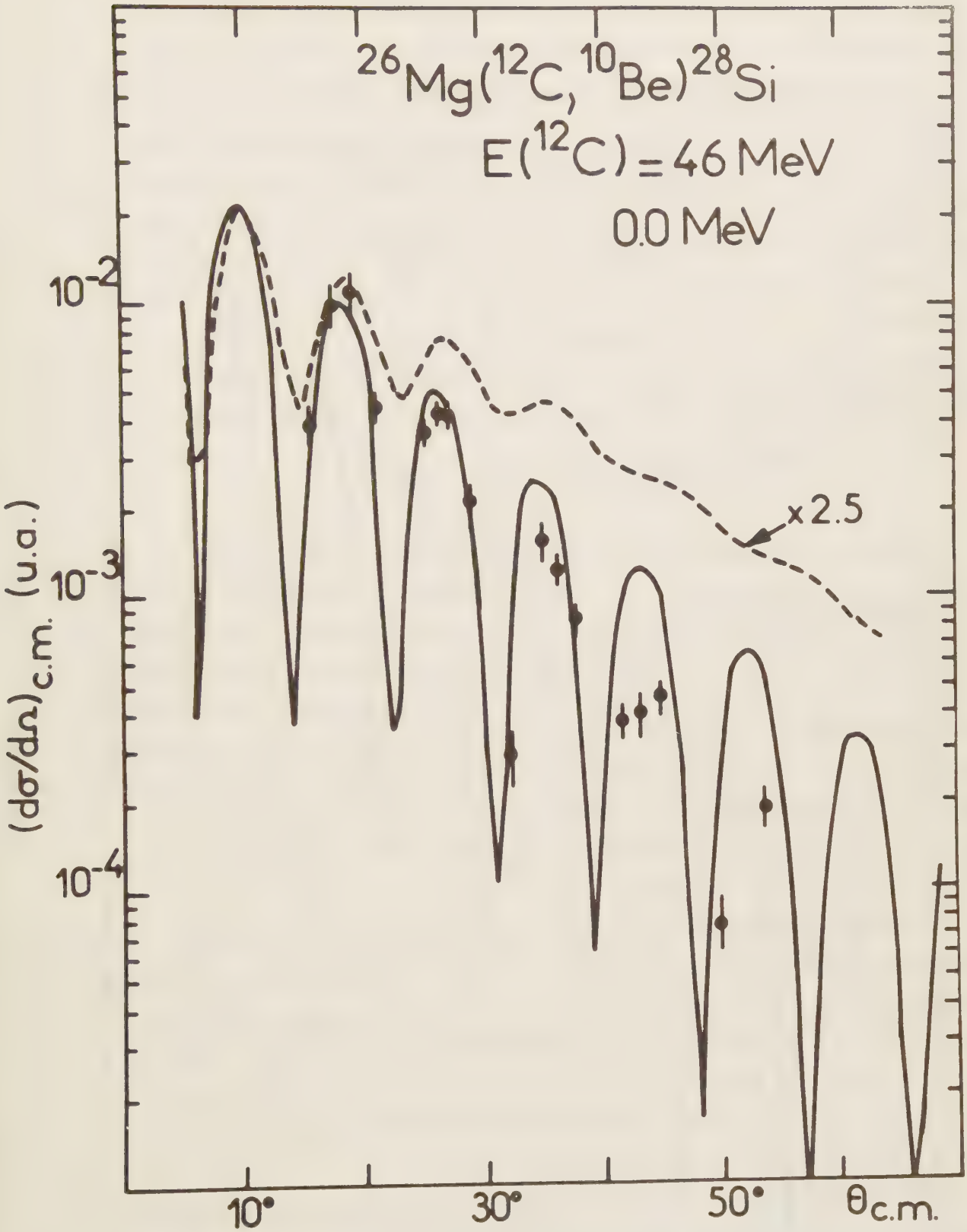

Fig.17 Calculs DWBA pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ (E.F. 0^+) en utilisant les paramètres du modèle optique du tableau III.2 (courbe continue) et des paramètres pour la voie de sortie identiques à ceux de la voie d'entrée (courbe en tirets).

de l'influence de la dynamique de la réaction.

III.2.4.2. La localisation dans l'espace des ondes partielles

La différence entre les voies d'entrée et de sortie doit être prise en compte. Sur la figure 18 sont montrées deux distributions angulaires théoriques de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ pour un transfert de moment angulaire $\ell = 0$ pour des énergies d'excitation dans ^{28}Si $E_x = 0$ MeV et 8 MeV. Celle obtenue pour $E_x = 8$ MeV est nettement moins oscillante.

Pour comprendre cet effet, examinons l'expression de la section efficace différentielle (équation 17) appliquée à ce cas particulier :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \propto \left| \sum_{L_f} \beta^{oo}_{L_f} P_{L_f}(\theta) \right|^2 .$$

La distribution angulaire sera d'autant plus oscillante que peu de valeurs de L_f contribueront à la section efficace. La quantité $|\beta^{oo}_{L_f}|^2$ qui caractérise l'importance du mélange de polynômes de Legendre est tracée en fonction de L_f sur la figure 19; pour les deux distributions angulaires de la figure 18, on note tout d'abord une forte localisation dans l'espace des moments angulaires L_f de la distribution des $|\beta^{oo}_{L_f}|^2$ particulièrement pour $E_x = 0$ MeV. Cette localisation est due au fait que les petits moments angulaires du développement en ondes partielles des fonctions χ^+ et χ^- sont absorbés et que la décroissance du facteur de forme réduit la contribution des grands moments.

Le facteur de forme qui est inclus dans l'intégrale radiale $I_{L_i L_f \ell}$ (équation 16) est tracé sur la figure 20 pour le transfert d'un et de deux protons sur ^{26}Mg. Il décroît plus vite en fonction du rayon R pour la réaction $(^{12}C, ^{10}Be)$ que pour la réaction $(^{12}C, ^{11}B)$, cet effet étant dû à la différence des énergies de liaison. On peut alors s'attendre, en traduisant cela dans l'espace des moments angulaires, à une plus forte localisation pour le transfert de deux protons.

Néanmoins, pour obtenir une distribution angulaire oscillante, il est insuffisant que le carré du module $|\beta^{oo}_{L_f}|^2$ soit important pour seulement quelques valeurs de L_f mais il faut aussi que les phases des $\beta^{oo}_{L_f}$ ne varient pas trop vite avec L_f pour obtenir des interférences constructives [23];

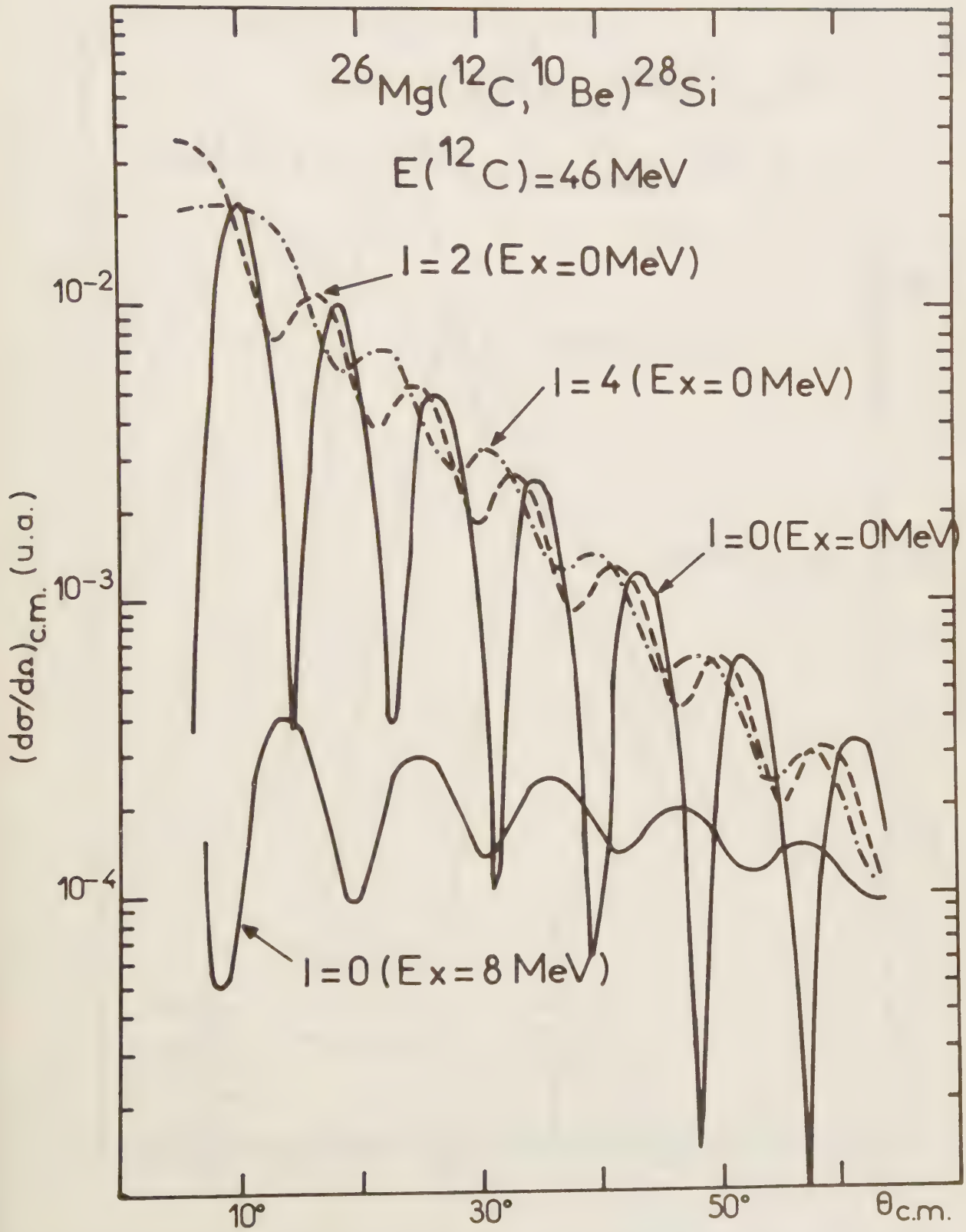

Fig. 18 Distributions angulaires théoriques pour les transferts de moment angulaire ℓ = 0,2 et 4 à E_x = 0 MeV et ℓ = 0 à E_x = 8 MeV pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)\ ^{28}Si$ à 46 MeV (code LOLA).

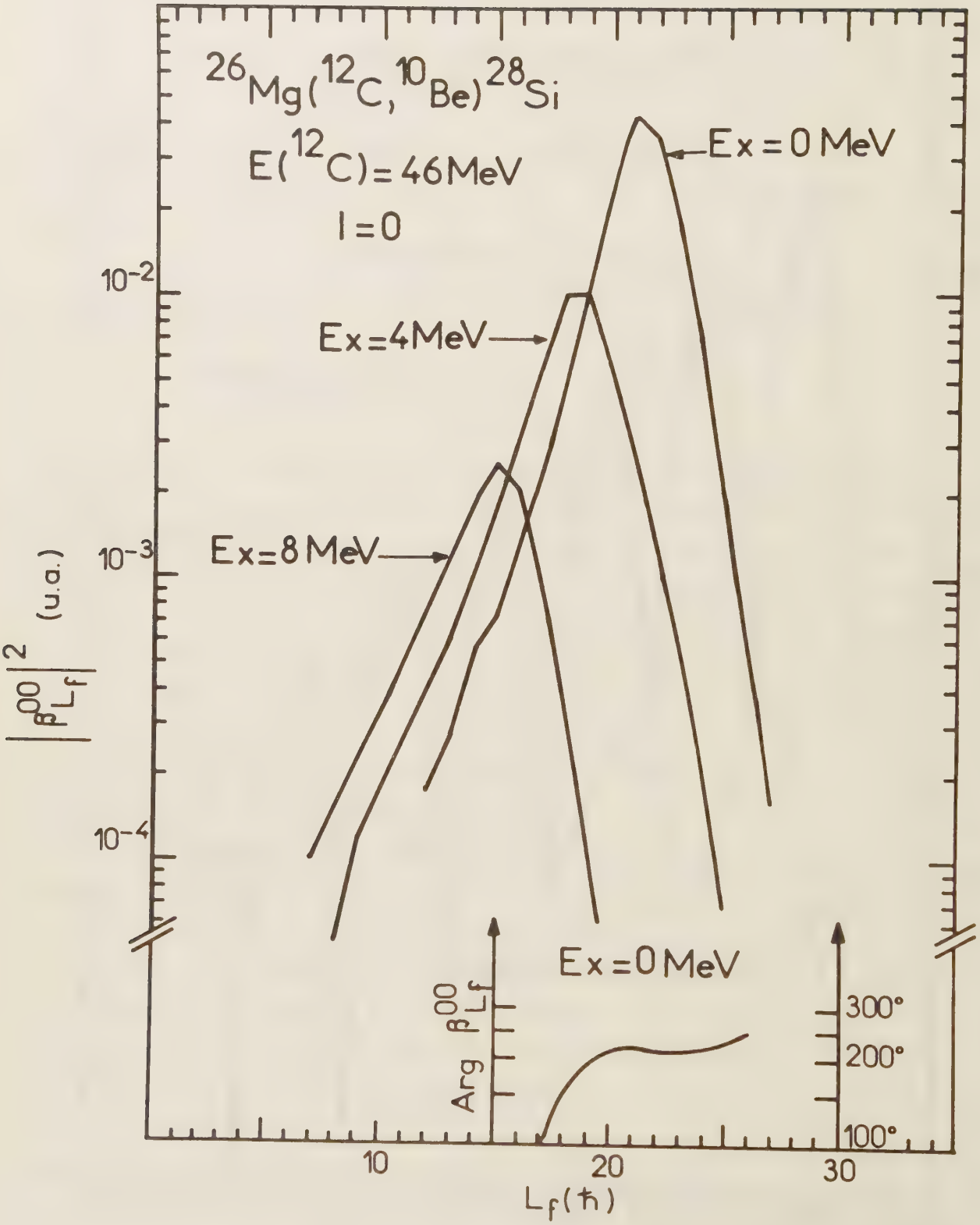

Fig. 19 Contribution des différentes ondes partielles à la section efficace d'un transfert $\ell = 0$ pour plusieurs énergies d'excitation $|\beta^{oo}_{L_f}|^2 = f(L_f)$; la variation de Arg $\beta^{oo}_{L_f}$ pour $E_x = 0$ MeV est aussi donnée.

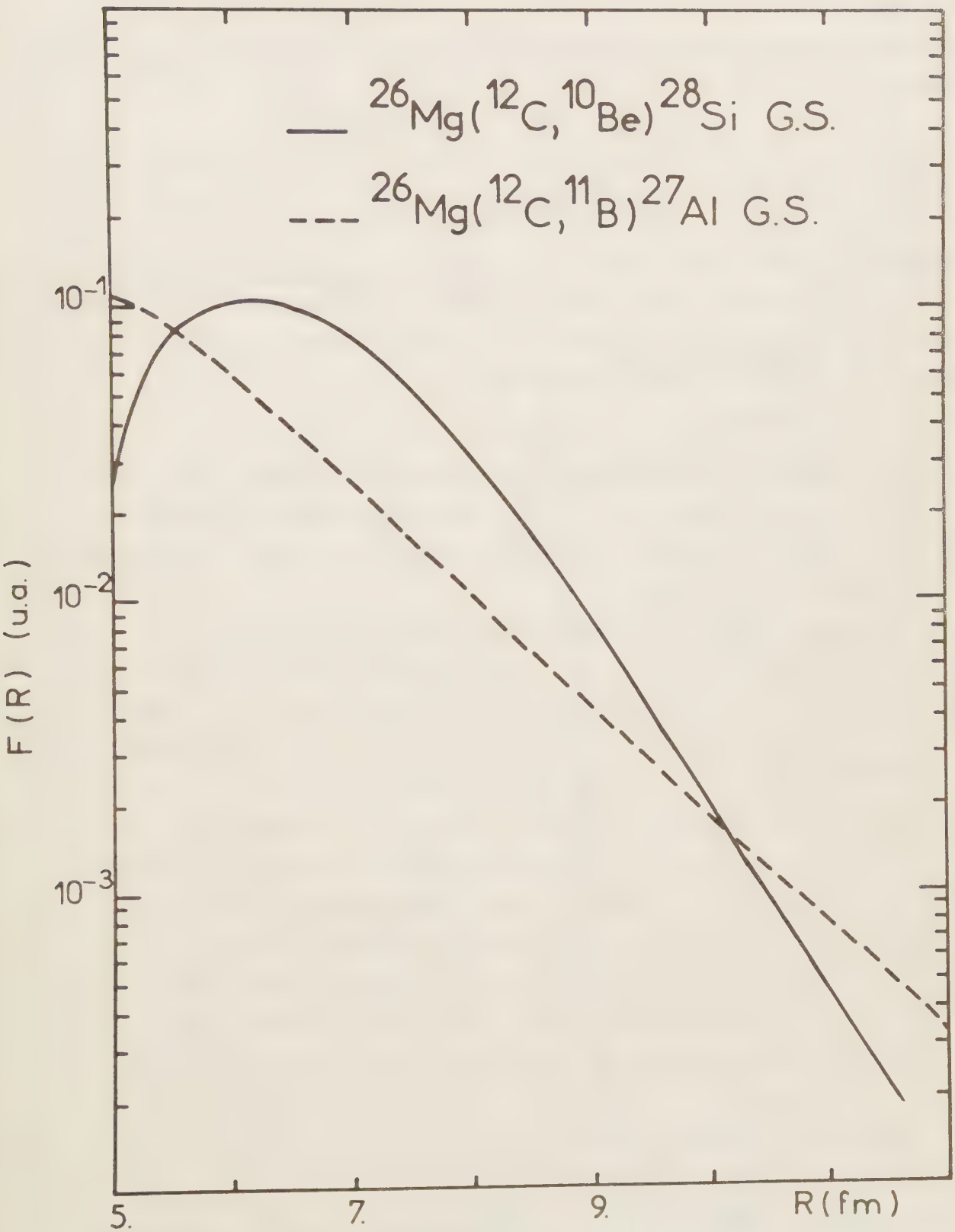

Fig. 20 Variation du facteur de forme en fonction de la distance (code DRC) pour le transfert de deux nucléons et un nucléon sur ^{26}Mg.

sur la figure 19 nous avons tracé l'argument de $\beta^{oo}_{L_f}$ pour E_x = 0. MeV et on peut remarquer que cet argument est quasi-constant dans la région du maximum de $|\beta^{oo}_{L_f}|^2 = f(L_f)$.

Pour E_x = 8 MeV, le moment angulaire L_{gr} de la voie de sortie est très différent de celui de la voie d'entrée (L_{gr} est défini tel que $T(L_{gr}) = 1/2$) $\Delta L \sim 7\hbar$ (voir figure 21) alors que la différence est $\Delta L \sim 2\hbar$ à E_x = 0. MeV ; ainsi un plus grand nombre d'intégrales radiales $I_{L_i L_f \ell}$ (équation 16, ici $L_i = L_f$ et $\ell = 0$) sont du même ordre de grandeur. Cela entraîne que la distribution $|\beta^{oo}_{L_f}|^2$ est plus large (figure 19) et par conséquent la distribution angulaire est moins oscillante (figure 18).

III.2.4.3. Les moments de transfert $\ell \neq 0$.

Nous avons remarqué que plus le transfert de moment angulaire était grand, moins la distribution était oscillante et dans le paragraphe précédent nous avons noté que les oscillations étaient atténuées pour un même ℓ de transfert quand E_x croissait.

Si on compare les distributions angulaires théoriques pour les transferts $\ell = 4$, $\ell = 2$ et $\ell = 0$ (figure 18) pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ dans les mêmes conditions énergétiques (E_x = 0 MeV), on note des différences entre les courbes qui pourraient être utilisées dans la détermination de ℓ (tout au moins de façon aisée pour $\ell = 0$).

L'expression de la section efficace différentielle (équation 17) montre que, quand ℓ n'est pas nul, plusieurs polynômes de Legendre associés $P^m_{L_f}(\theta)$ interviennent pour un même L_f ; ces polynômes ayant des variations angulaires différentes suivant m, une combinaison linéaire de ces fonctions est en général peu oscillante en fonction de l'angle sauf si l'un des moments magnétiques m a une contribution prépondérante.

La section efficace peut aussi se mettre sous la forme (équation 17)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \sum_{m=0}^{m=\ell} \frac{d\sigma^m}{d\Omega}(\theta) \qquad (m \geq 0) \quad .$$

Sur la figure 22 sont montrées des contributions $\sigma^m(\theta)$ pour le transfert $\ell = 4$ dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ pour E_x = 0. MeV; chaque contribution est très oscillante car les modules $|\beta^{4m}_{L_f}|^2$ ont un comportement

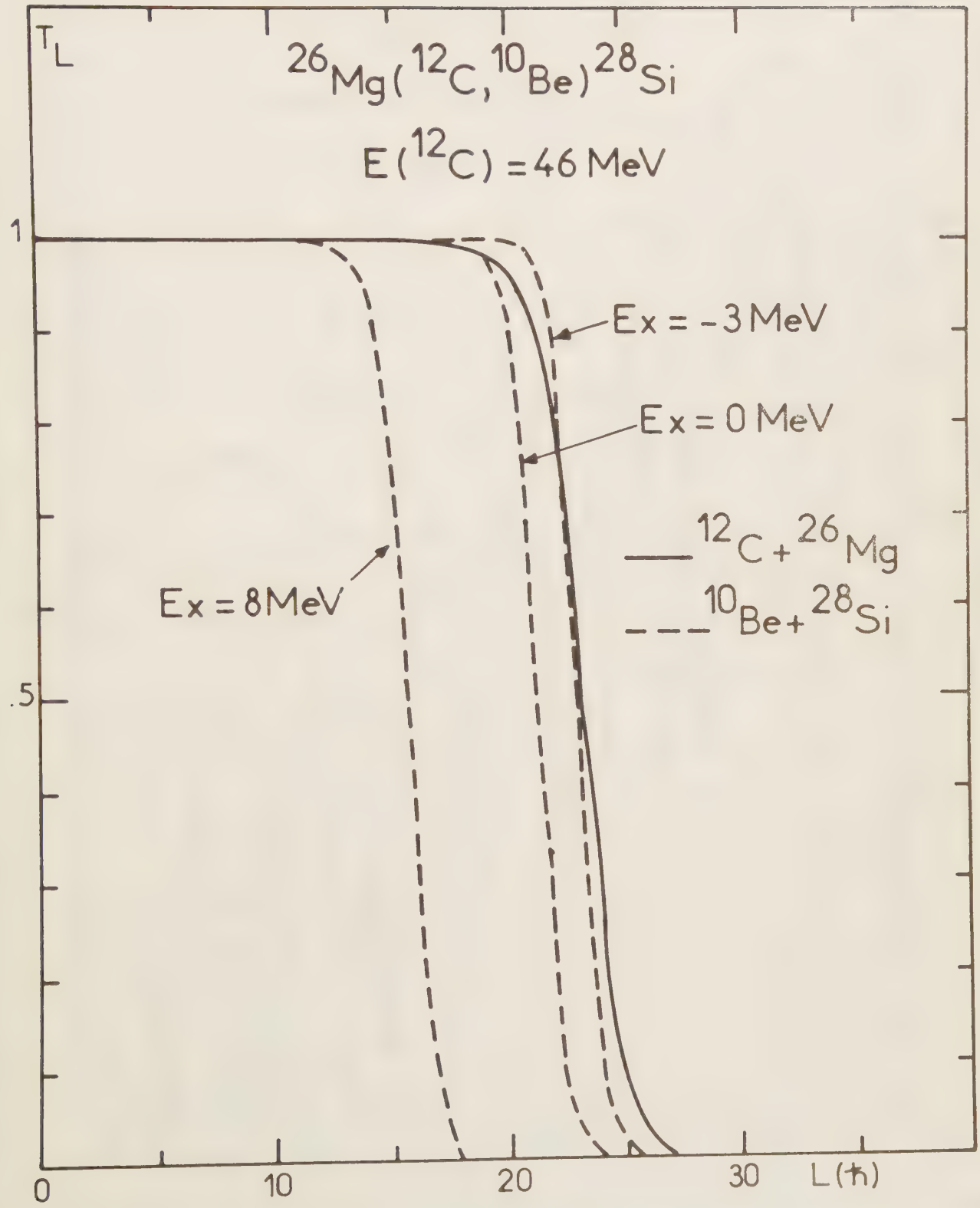

Fig. 21 Coefficients de transmission pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ obtenus avec les paramètres du modèle optique du tableau III.2

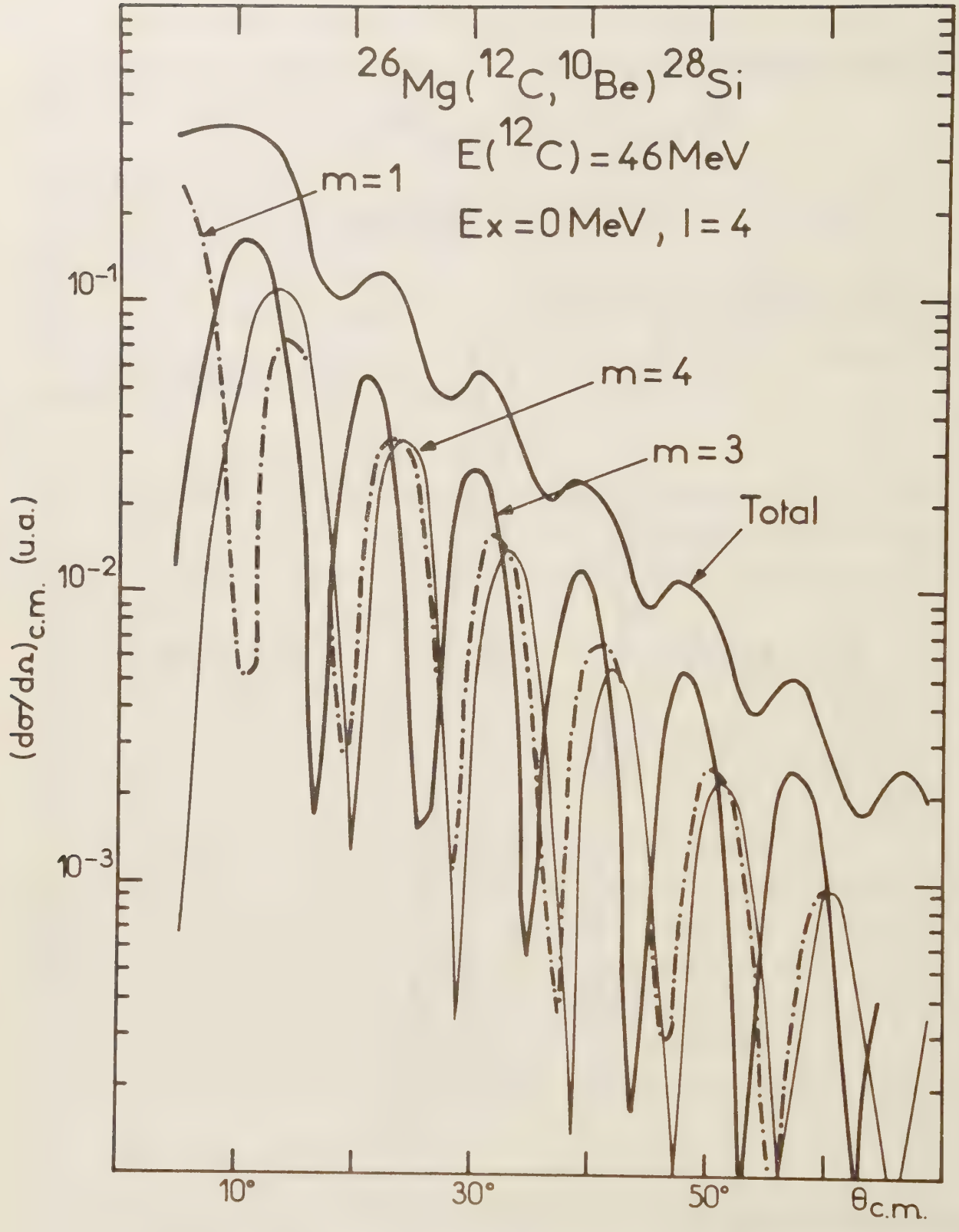

Fig. 22 Contributions des sous-états magnétiques m = 1,3 et 4 à la section efficace pour un moment angulaire de transfert ℓ = 4 à E_x = 0 MeV dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C,\ ^{10}Be)^{28}Si$ à 46 MeV.

similaire à celui montré sur la figure 19 pour E_x = 0. MeV (ℓ = 0) ; néanmoins la résultante est peu structurée.

Dans le cas (E_x = 0 MeV ℓ = 4), la différence entre les valeurs L_{gr} pour les voies d'entrée et de sortie est de l'ordre de $\Delta L \simeq 2\hbar$ (figure 21). Les contributions les plus importantes proviennent des sous-états magnétiques m = 3 et m = 1. Si on fait un calcul en simulant des conditions dynamiques telles que $\Delta L = 0$ (ce qui correspond à E_x = - 3 MeV dans la région non physique, voir figure 21), on obtient une distribution angulaire légèrement plus oscillante (figure 23) et cette fois la contribution principale à la section efficace provient du sous-état magnétique m = 4 (tableau III.3) ; une telle prépondérance du sous-état magnétique $|m| = \ell$ dans le cas de bon raccordement entre les voies d'entrée et de sortie a été aussi remarquée par S. Kahana et al. [24].

Tableau II.3

Contributions des différents sous-états magnétiques à la section efficace totale (mb/sr) pour un transfert ℓ = 4 dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ à 46 MeV.

$$\sigma_{totale} = \sum_{m=0}^{m=\ell} \sigma^{m}_{totale} \ (\theta) \ (m \geq 0)$$

	E_x = 0. MeV	E_x = -3 MeV
σ totale	15,48	11,07
σ (m=0)	1,47	0,59
σ (m=1)	3,48	1,59
σ (m=2	3,23	1,49
σ (m=3)	4,41	2,79
σ (m=4)	2,93	4,60

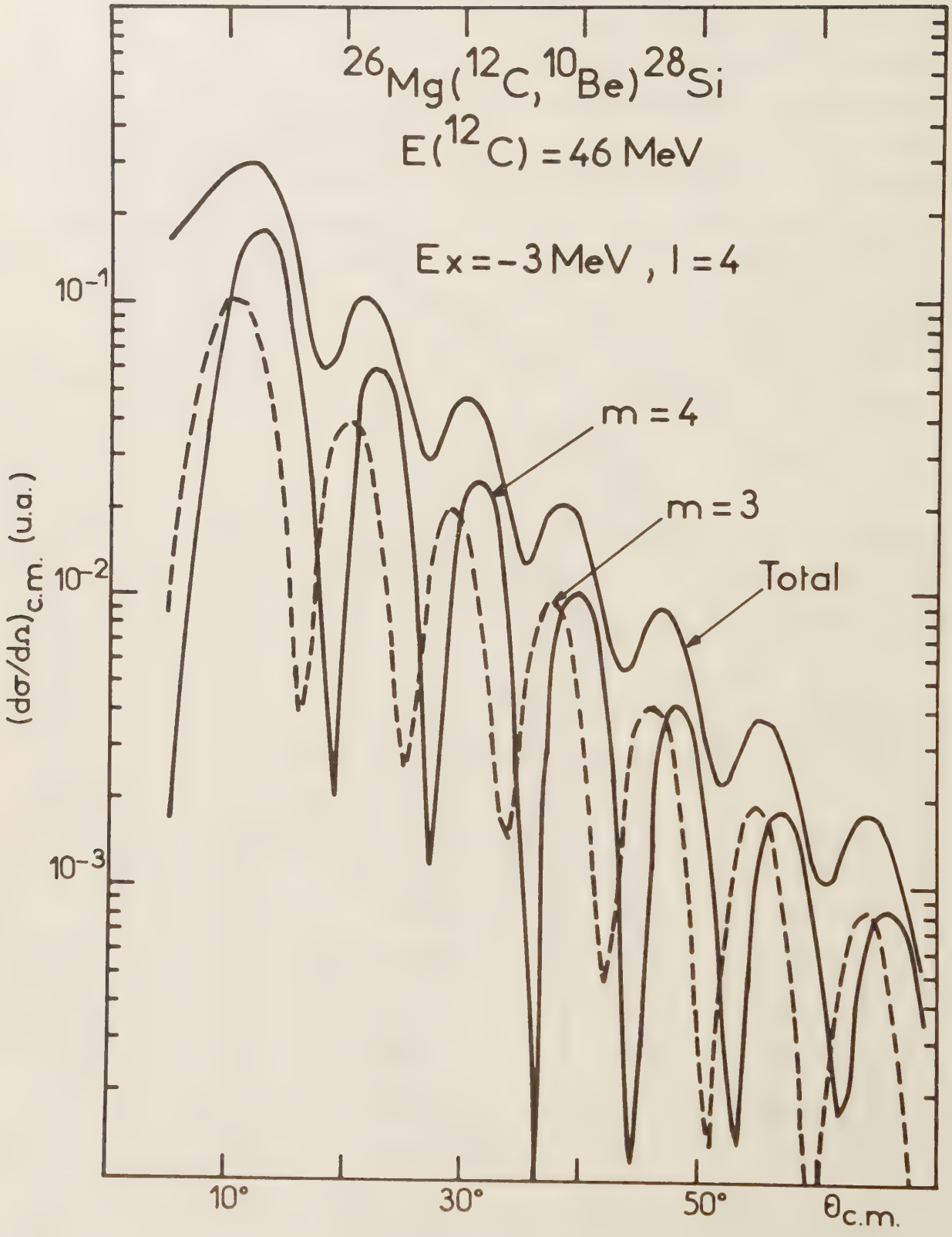

Fig. 23 Contributions des sous-états magnétiques m = 3 et 4 à la section efficace pour un moment angulaire de transfert ℓ = 4 à E_x = -3 MeV dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ à 46 MeV.

III.2.4.4. Des transitions avec plusieurs moments de transfert :

Dans les expressions des sections efficaces différentielles (équations 33 et 37 par exemple) interviennent des coefficients de Racah $W(L_1 J_1 L_2 J_2, S\ell)$ reliant les moments angulaires des nucléons dans le projectile $(L_1\ J_1)$ et le noyau résiduel $(L_2 J_2)$, le spin S de l'agrégat et le moment angulaire transféré ℓ. Ce coefficient est non nul seulement si $(L_1 J_1 S)$, $(L_1 L_2 \ell)$, $(J_1 J_2 \ell)$ et $(J_2 L_2 S)$ satisfont les inégalités du triangle. On voit que, quand les nucléons ne sont en général ni dans le projectile ni dans le noyau résiduel sur des orbites de moments angulaires nuls ($L_1 \neq 0$ et $L_2 \neq 0$), comme c'est le cas des transferts entre ions lourds, plusieurs valeurs de moment de transfert ℓ sont permises. Les limites suivantes doivent être satisfaites simultanément :

$$\begin{aligned} |L_1 - L_2| \leqslant \ell \leqslant L_1 + L_2 \ , \\ |J_1 - J_2| \leqslant \ell \leqslant J_1 + J_2 \ . \end{aligned} \qquad \text{(A)}$$

Une règle supplémentaire dans le cas de l'approximation de non-recul restreint les valeurs de ℓ à celles obéissant à la relation :

$$L_1 + L_2+ \ell = \text{pair} \ . \qquad \text{(B)}$$

La section efficace différentielle est la contribution de différents moments de transferts :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\ell} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\ell}$$

où la variation angulaire de $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\ell}$ est différente suivant les valeurs de ℓ. Si les diverses contributions sont du même ordre de grandeur, on conçoit, que même si chaque section efficace partielle a une distribution angulaire oscillante, la somme aura un comportement plus atténué, surtout si on remarque que les contributions de ℓ de parité différente sont en général en opposition de phase (figure 26).

III.2.5 Discussion sur la sélectivité.

Nous avons remarqué précédemment que les réactions étudiées ici favorisaient le peuplement de certains états et le défavorisaient pour d'autres. Une telle sélectivité peut avoir comme origine la dynamique de la réaction ou/et les effets dus à la structure nucléaire.

III.2.5.1. La dynamique de la réaction

Dans les réactions induites par ions lourds, l'influence de la dynamique est parfois très forte ; sur la figure 24 sont montrées les variations des sections efficaces totales en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau résiduel pour les états 0^+, 2^+ et 4^+ atteints dans les réactions $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ à 46 MeV d'énergie incidente. Le calcul a été fait avec le code SETILL en supposant un transfert entre deux configurations pures $(1p_{3/2})^2 \rightarrow (1d_{5/2})^2$ (les variations relatives sont d'ailleurs indépendantes de ce choix). On peut remarquer une forte décroissance des sections efficaces quand on s'éloigne des conditions dynamiques favorables ; par exemple, un état 0^+ dans ^{20}Ne a une section efficace qui diminue d'un ordre de grandeur en 6 MeV d'énergie d'excitation. Cette décroissance est néanmoins d'autant moins rapide que le moment de transfert est grand.

On peut aussi noter que la largeur de la région d'excitation favorisée dépend de l'énergie incidente ; ainsi,la section efficace totale théorique pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ vers un état 0^+ décroît environ d'un facteur 15 en 6 MeV d'énergie d'excitation à E_i = 46 MeV et seulement d'un facteur 3 à E_i = 80 MeV : une plus grande énergie incidente permet donc d'agrandir le domaine favorisé .

III.2.5.2. La structure nucléaire.

La sélectivité due à la structure nucléaire est la motivation de l'étude des réactions de transfert directes. Elle est apparente dans l'expression de la section efficace de transfert d'un nucléon (équation 33) et de plusieurs nucléons quand on suppose un mouvement relatif nul pour l'agrégat transféré (équation 38 par exemple). En effet, la section efficace est alors pondérée par des facteurs spectroscopiques qui décrivent la probabilité de présence de l'agrégat dans les différents états du noyau résiduel et dans le projectile.

Par ailleurs, sans hypothèse simplificatrice sur la structure interne, il est bien connu que les sections efficaces de transfert de deux nucléons sont sensibles tant aux amplitudes qu'aux signes relatifs des composantes des fonctions d'onde (voir référence 11, par exemple). Sur la figure 25 est présenté le résultat d'un calcul avec SETILL pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ 0^+(0,0 MeV) à E_i = 46 MeV avec les fonctions d'onde indiquées.Sur la figure 25 sont montrées les variations

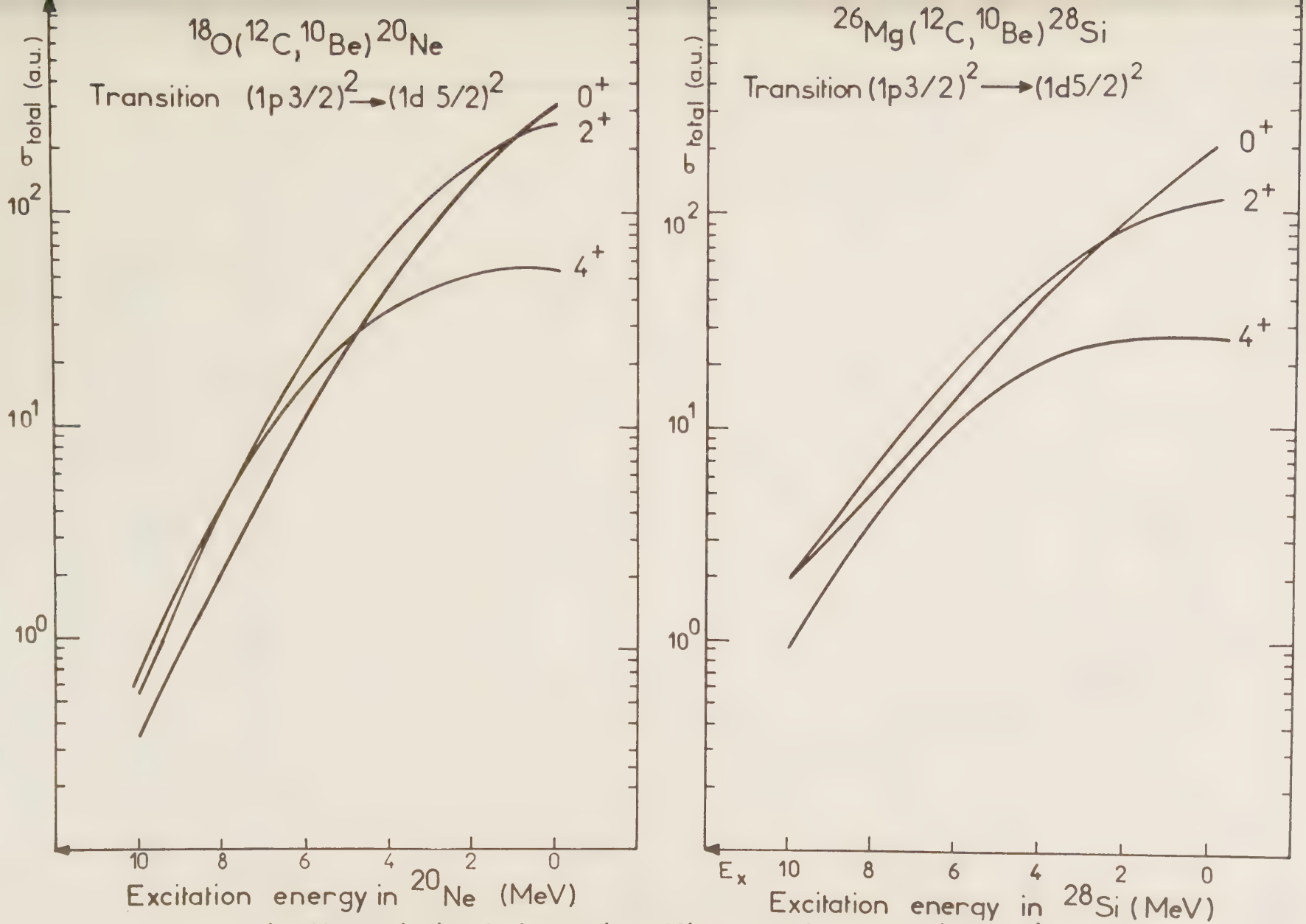

Fig. 24 Variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau résiduel pour les réactions (^{12}C, ^{10}Be) sur ^{18}O et ^{26}Mg à 46 MeV (code SETILL).

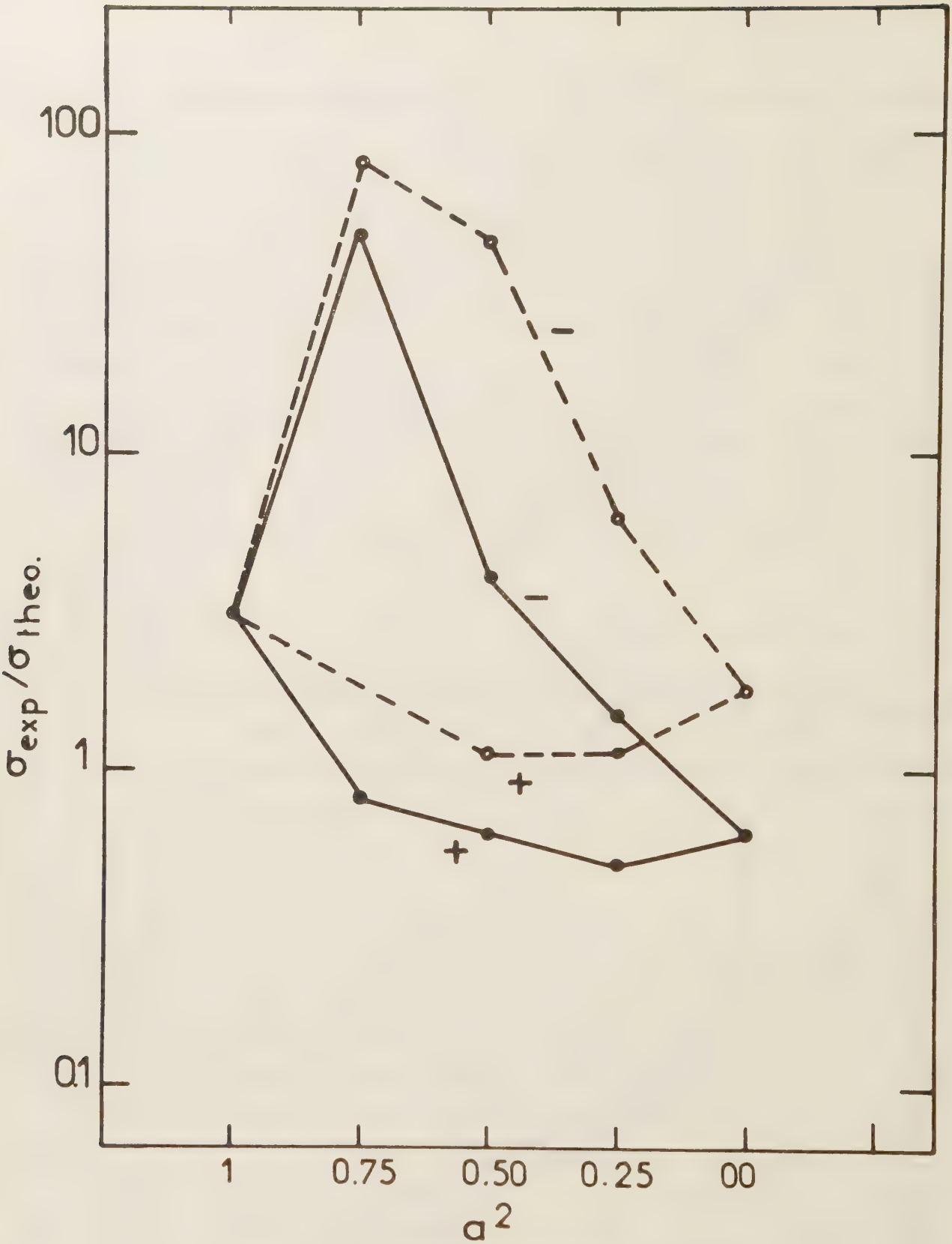

Fig. 25 Rapport entre les sections efficaces expérimentales et théoriques pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ (E.F. 0^+) à 46 MeV pour les fonctions d'onde à deux particules dans ^{12}C et ^{20}Ne (code SETILL) :

$$\psi^{0^+}_{^{12}C} = a(1p_{3/2})^2_{0^+} \pm \sqrt{1-a^2}(1p_{1/2})^2_{0^+} \Longrightarrow \psi^{0^+}_{^{20}Ne} = (1d_{5/2})^2_{0^+}$$

(courbe en tirets)

$$\psi^{0^+}_{^{12}C} = (1p_{3/2})^2_{0^+} \Longrightarrow \psi^{0^+}_{^{20}Ne} = a(1d_{5/2})^2_{0^+} + \sqrt{1-a^2}(2s_{1/2})^2_{0^+}$$

(courbe continue)

du rapport des sections efficaces $\sigma_{exp}/\sigma_{théo}$ en fonction du paramètre de mélange a. Les variations de a et du signe relatif des composantes ont un effet important sur les sections efficaces calculées. Par exemple, pour une transition $(1p_{3/2})^2_{0^+} \rightarrow \psi^{0^+}_{20_{Ne}}$ la section efficace pour une configuration finale $(2s_{1/2})^2_{0^+}$ (a=0) est environ 5 fois celle pour une configuration $(1d_{5/2})^2_{0^+}$ (a=1); cela s'explique d'ailleurs par le fait que la fonction d'onde radiale de l'état $2s_{1/2}$ est plus importante à la surface du noyau que pour l'état $1d_{5/2}$ car le noeud de l'état $2s_{1/2}$ repousse le maximum de la fonction d'onde vers l'extérieur. En outre, même de faibles mélanges peuvent avoir une influence dramatique; en effet, par exemple, 25 % de la configuration $(2s_{1/2})^2$ ajoutés à 75 % de $(1d_{5/2})^2$ peuvent augmenter d'un facteur 4 ou diminuer d'un facteur 16 la section efficace théorique suivant le signe relatif des composantes.

CHAPITRE IV

ANALYSE QUANTITATIVE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous appliquerons l'analyse DWBA à nos résultats expérimentaux sur les réactions de transfert de 1, 2 et 3 nucléons induits par un faisceau de ^{12}C sur des noyaux cibles ^{18}O et ^{26}Mg. Nous analyserons aussi des données obtenues dans d'autres laboratoires sur les mêmes transferts induits par un faisceau de ^{16}O.

De manière générale, les analyses seront faites suivant plusieurs méthodes qui évaluent l'amplitude de transition DWBA en utilisant à divers degrés les approximations mentionnées précédemment. La confrontation des calculs théoriques avec les résultats expérimentaux permettra d'évaluer les possibilités respectives de ces différentes méthodes pour décrire le mécanisme des réactions de transfert entre ions lourds. Nous discuterons aussi des informations sur la structure nucléaire que peut apporter une telle analyse.

IV.1. Le transfert de 1 proton sur ^{26}Mg :

IV.1.1. Analyse avec LOLA

Pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$ les règles de sélection définies précédemment (relation A du paragraphe III.2.4.4) imposent les moments de transfert $\ell = 1$, 2 et 3 pour les transitions vers les orbitales du noyau résiduel $1d_{5/2}$ et $1d_{3/2}$ et $\ell = 1$ pour $2s_{1/2}$ quand l'ion ^{11}B est dans son état fondamental (le proton provient alors de la couche $1p_{3/2}$). Sur la figure 26 sont montrées les différentes contributions à la section efficace pour la transition $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al_{5/2}^+$ (E.F.): la contribution de la composante $\ell = 2$, interdite dans l'approximation de non recul ($\Delta\pi = -1 = (-)^{\ell}$) est très faible devant celles de $\ell = 1$ et $\ell = 3$. Leur somme est en bon accord avec les données expérimentales (courbes continues de la figure 9). Le pic à environ 0,9 MeV est un mélange des états $1/2^+$ à 0,84 MeV et $3/2^+$ à 1,01 MeV dans ^{27}Al; la courbe continue de la figure 9 est la somme des deux contributions théoriques pondérées par les facteurs spectroscopiques de ces deux états mesurés dans la réaction $(^3He,d)$ [2].

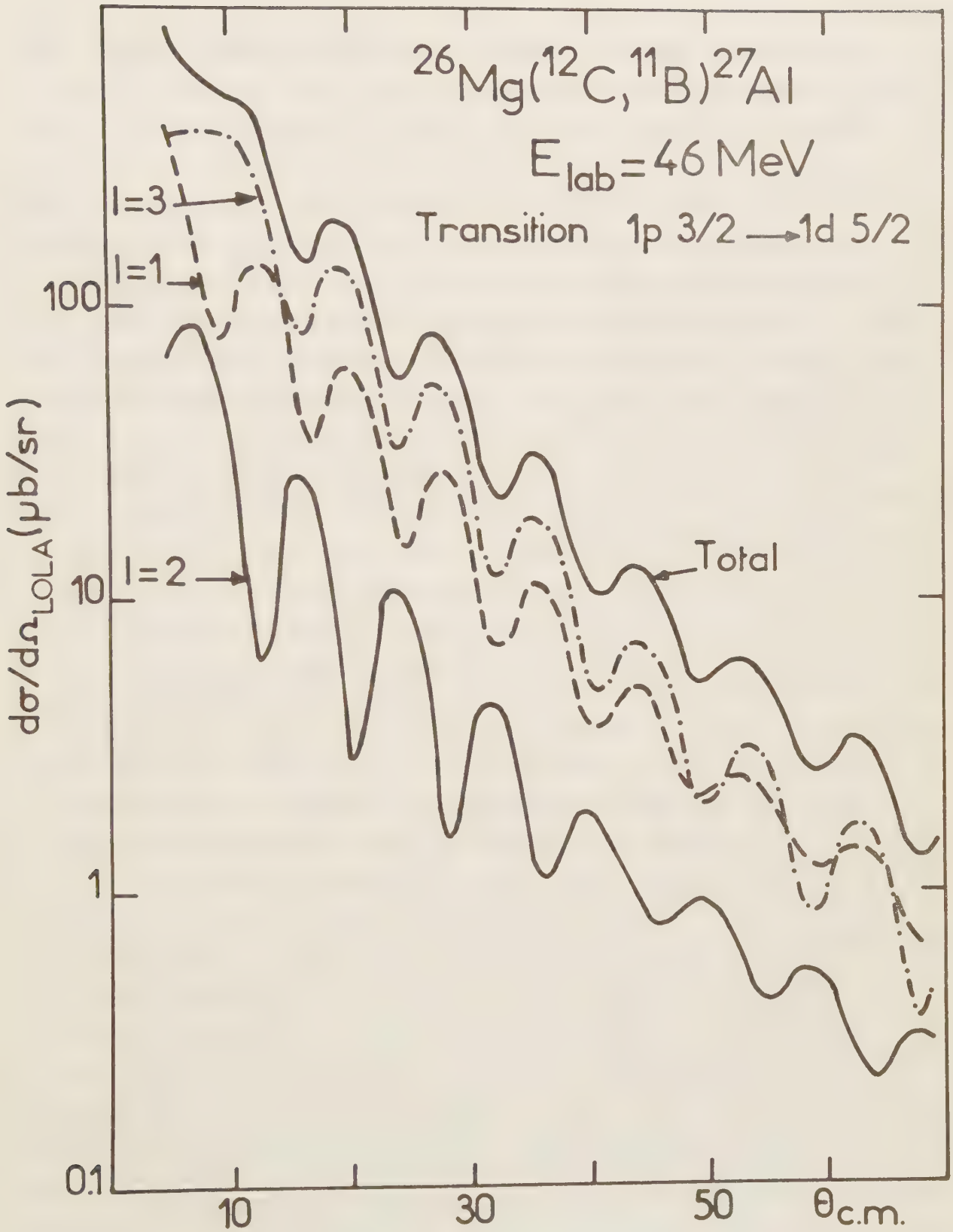

Fig. 26 Contribution des différents moments de transfert à la section efficace pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$ vers l'état fondamental $5/2^+$ de ^{27}Al.

Nous avons mentionné précédemment que le pic à 2,20 MeV pouvait être un mélange de transitions :

$^{26}Mg(^{12}C, \ ^{11}B^{*}(1/2^{-}\ 2,13\ MeV))^{27}Al(5/2^{+}\ 0,0\ MeV)$

et

$^{26}Mg(^{12}C, \ ^{11}B(3/2^{-}\ 0,MeV)^{27}Al^{*}\ (7/2^{+}\ 2,20\ MeV).$

La courbe continue de la figure 9 ne tient compte que de la première et reproduit d'excellente façon les résultats expérimentaux ; en utilisant les rapports entre les facteurs spectroscopiques théoriques de Cohen et Kurath [25] pour la probabilité de présence d'un proton sur les orbitales $1p_{3/2}$ ou $1p_{1/2}$ dans ^{12}C, les sections efficaces relatives théoriques pour les états finals $^{11}B(3/2^{-})+\ ^{27}Al(5/2^{+})$ et $^{11}B^{*}(1/2^{-})\ +\ ^{27}Al(5/2^{+})$ sont en bon accord avec l'expérience. On peut alors conclure que l'état $7/2^{+}$ de ^{27}Al n'est pas peuplé de façon appréciable dans cette réaction.

Le pic à environ 3. MeV peut être dû à deux états de ^{27}Al : $3/2^{+}$ à 2,98 MeV et $9/2^{+}$ à 3,0 MeV, la courbe théorique de la figure 9 ne tient compte que du premier état ; si pour les angles $\theta_{c.m.} > 25°$ elle reproduit bien l'expérience, un désaccord subsiste pour les angles vers l'avant ; la forme de la distribution angulaire théorique de l'état $9/2^{+}$ de ^{27}Al est similaire à celle calculée pour l'état $3/2^{+}$ et en outre, le fait que son facteur spectroscopique mesuré dans l'analyse de la réaction (^{3}He,d) soit faible $\left((2J_B+1)C_B^2\ S_{AB} \sim 0,7\right.$ avec l'hypothèse d'un transfert en $1g_{9/2}$) laisse prévoir une population très faible de cet état. De plus le calcul théorique prédit une contribution négligeable pour la transition $1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ provenant de l'excitation $^{11}B^{*}(2,13\ MeV)+^{27}Al^{*}(0,84\ MeV)$ ($\sim$3% de la section efficace pour l'état $3/2^{+}$ à 2,98 MeV). Il ne semble donc pas possible de reproduire la forme de la distribution angulaire aux angles vers l'avant ; un tel comportement peut suggérer l'influence d'un autre mécanisme que le transfert direct en une seule étape. Cependant, d'autres explications sont possibles comme, par exemple, l'inaptitude de la DWBA à décrire la réaction dans des conditions de mauvais raccordement entre les voies d'entrée et de sortie. On peut aussi noter que J.B. Ball et al. [4] ont trouvé un accroissement de la section efficace aux angles vers l'avant dans la transition $^{26}Mg(^{16}O, \ ^{15}N)^{27}Al$ (E.F.) à 45 MeV alors que la distribution

angulaire a la forme en cloche classique pour les angles plus grands.

Les intensités de simple particule extraites sont données dans le tableau IV.1 sous la forme $(2J_B+1)\ C_B^2\ S_{AB}$; une constante de normalisation $\mathcal{N} = 2,5$ a été utilisée pour reproduire la valeur absolue de la section efficace expérimentale lorsque l'on utilise les facteurs spectroscopiques S_{ab} [25] et S_{AB} [2] déjà obtenus par ailleurs.

Sur le tableau IV.1 sont aussi portées les valeurs obtenues par notre analyse avec LOLA ($\mathcal{N} = 2$) des données de la réaction $^{26}Mg(^{16}O,\ ^{15}N)^{27}Al$ à 42 MeV mesurées par T.J. Lewis et al. [3]. Les distributions angulaires expérimentales et théoriques sont comparées sur la figure 27, les paramètres de potentiel optique utilisés sont donnés dans le tableau III.2;la géométrie pour calculer les états liés est celle définie précédemment (paragraphe III.2.1)

Les intensités spectroscopiques sont comparées dans le tableau IV.1 à celles obtenues dans les analyses de la réaction $^{26}Mg(^{3}He,d)^{27}Al$ à 11 MeV (W. Bohne et al. [2] et à 17,85 MeV (H.F. Lutz et al.[2]).

L'accord est assez bon, en particulier pour les états qui ont une forte composante à une particule.

IV.1.2. Analyse avec DRC.

Afin d'étudier l'influence des effets de recul dans ces réactions, la même analyse a été faite dans l'approximation de non-recul.

Sur la figure 9, les courbes en tirets sont les distributions angulaires calculées avec DRC pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C,\ ^{11}B)^{27}Al$; elles ne diffèrent que légèrement de celles obtenues avec LOLA. Pour la réaction $^{26}Mg(^{16}O,\ ^{15}N)^{27}Al$, le même comportement est observé mais les différences possibles auraient pu être masquées car, dans ce cas, les formes de distributions angulaires ne sont pas caractéristiques des ℓ transférés ; cette analyse avec DRC a été publiée par T.J. Lewis et al. [3] avec des paramètres identiques à ceux utilisés dans notre analyse avec LOLA ; nos propres calculs avec DRC sont en parfait accord avec ceux publiés par ces auteurs.

Tableau IV.1

Comparaison entre les intensités spectroscopiques des états de ^{27}Al mesurées dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$ et celles obtenues dans d'autres transferts d'un proton.

Energie des niveaux (MeV) et configurations				Intensités spectroscopiques $=(2J_B + 1)\, C_B^2 S_{AB}$					
				$(^{12}C, ^{11}B)$ a)		$(^3He,d)$ (réf.2)		$(^{16}O, ^{15}N)$ b) $1p1/2 \rightarrow n_2\ell_2j_2$	
^{11}B	$n_1\ell_1j_1$	^{27}Al	$n_2\ell_2j_2$	DRC (Δr=4)	LOLA (Δr=2.5)	W.Bohne et al.	H.T.Lutz et al.	DRC (Δr=2)	LOLA (Δr=2)
0.0	1p3/2	0.0	1d5/2	1.75	1.85	1.70	1.5	2.	1.9
		0.84	2s1/2	0.24 c)	0.38 c)	0.88	1.	0.7 c)	0.55 c)
		1.01	1d3/2	0.07 c)	0.12 c)	0.27	0.27	0.2 c)	0.17 c)
		2.98	1d3/2	0.8	1.2	1.79	2.5	18.	2.7
2.13	1p1/2	0.0	1d5/2	1.1	1.6	1.7	1.5	—	—

a) Les intensités spectroscopiques pour ^{12}C sont : $C_a^2 S_{ab} = 2.85$ pour ^{11}B(E.F.) et $C_a^2 S_{ab} = 0.75$ pour $^{11}B^*$(2.13 MeV) [25].

b) Résultats expérimentaux de T.J. Lewis et al. [3], $C_a^2 S_{ab} = 2.$ pour ^{16}O.

c) Les intensités relatives entre les états $1/2^+$ et $3/2^+$ sont prises égales à celles obtenues par W. Bohne et al. [2].

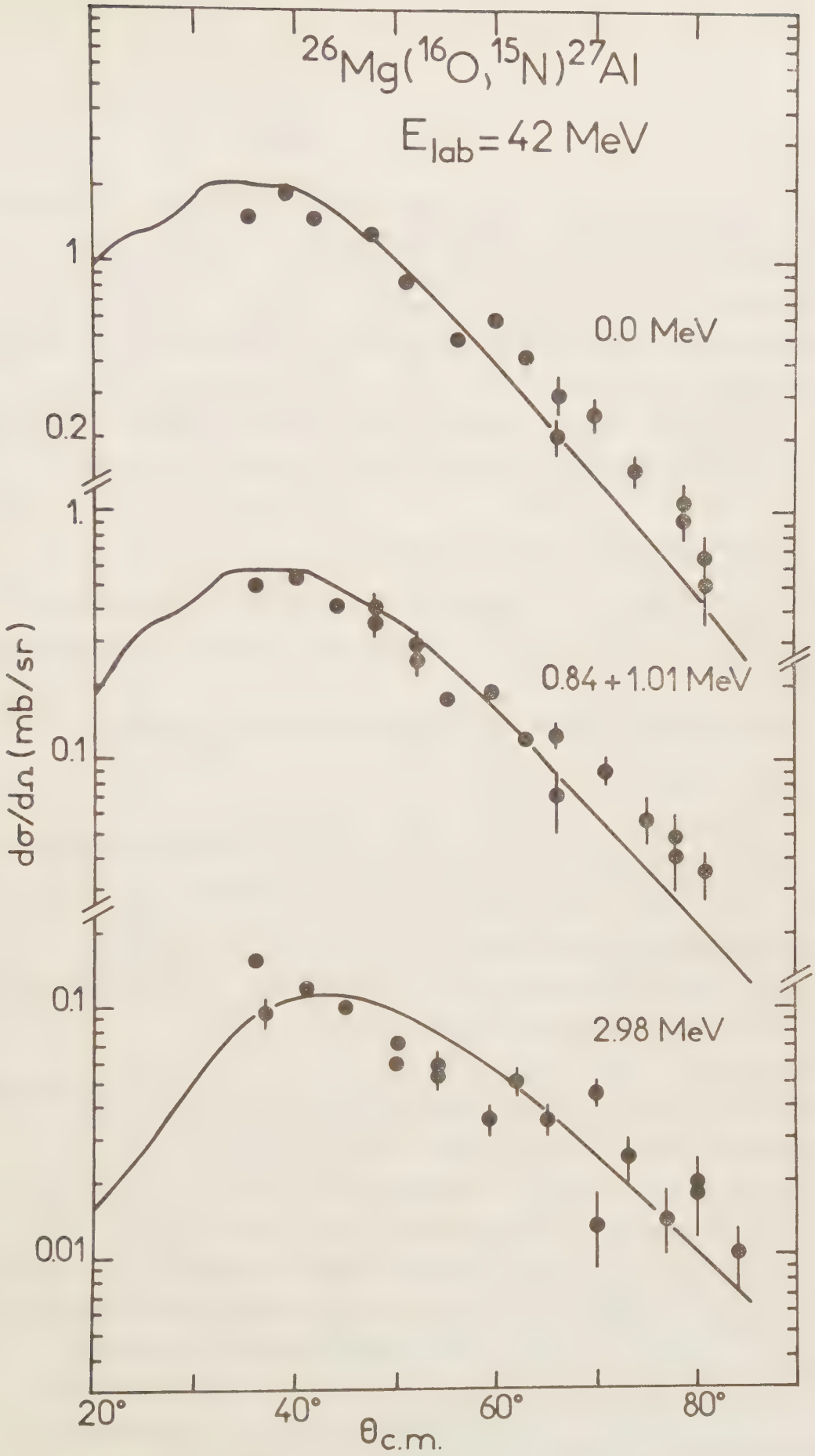

Fig. 27 Distributions angulaires de la réaction $^{26}Mg(^{16}O, ^{15}N)^{27}Al$, les courbes sont les résultats de calculs DWBA.

Les intensités spectroscopiques extraites de cette analyse sont aussi présentées dans le tableau IV.1. On remarque que, pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$, un facteur de normalisation $\mathcal{N} = 4$ est maintenant nécessaire; néanmoins les valeurs relatives ne sont pas affectées par l'approximation de non-recul. Pour la réaction $^{26}Mg(^{16}O, ^{15}N)^{27}Al$ par contre, un effet dramatique est observé pour l'état $3/2^+$ à 2,98 MeV, l'intensité extraite par l'analyse avec DRC est environ un ordre de grandeur en désaccord avec celles obtenues dans la réaction (^3He, d) et dans le calcul avec LOLA.

IV.1.3. Discussion sur les effets de recul.

Nous avons mentionné précédemment que l'approximation de non-recul imposait une règle de sélection plus stricte sur les moments angulaires transférés.

Les états résiduels peuvent être différenciés en deux classes :

$$J_2^> = L_2 + 1/2 \text{ et } J_2^< = L_2 - 1/2.$$

Sur le tableau IV.2 sont résumées les valeurs du moment de transfert ℓ quand le nucléon est pris dans le projectile sur la couche $1p_{3/2}$ (cas de la réaction (^{12}C, ^{11}B)) ou sur la couche $1p_{1/2}$ (cas de la réaction (^{16}O, ^{15}N)) vers les deux classes d'états résiduels $J_2^>$ et $J_2^<$; les moments de transfert permis dans l'approximation de non-recul sont aussi donnés dans le cas où L_2 est pair (la couche 2s-1d par exemple).

Pour la réaction (^{12}C, ^{11}B), trois valeurs de ℓ sont en général possibles, les valeurs $\ell = L_2 \pm 1$ étant seules permises dans le cas de non-recul ; dans la réaction (^{16}O, ^{15}N) deux moments de transfert sont possibles et c'est la plus grande pour $J_2^<$ et la plus petite pour $J_2^>$ qui est ôtée quand le recul est négligé. Bien souvent, il a été avancé que les contributions à la section efficace des différents moments angulaires de transfert étaient d'autant plus importantes que ℓ était grand, donc que le traitement approché de la réaction (^{16}O, ^{15}N) était inexact de ce fait pour les transitions vers $J_2^<$. Pour la réaction (^{12}C, ^{11}B), le recul devrait peu influencer les résultats car c'est toujours la valeur de ℓ intermédiaire qui est supprimée dans le calcul n'incluant pas le recul.

Tableau IV.2

Configuration initiale	Configuration finale	ℓ permis	ℓ non recul (L_2 pair)
1p3/2 ($J_1^>$)	$J_2^>=L_2+1/2$	L_2-1, L_2, L_2+1 $\ell=1$ si $L_2=0$	L_2-1, L_2+1 $\ell=1$ si $L_2=0$
	$J_2^<=L_2-1/2$	L_2-1, L_2, L_2+1	L_2-1, L_2+1
1p1/2 ($J_1^<$)	$J_2^<=L_2+1/2$	L_2, L_2+1 $\ell=1$ si $L_2=0$	L_2+1
	$J_2^<=L_2-1/2$	L_2-1, L_2	L_2-1

Néanmoins, il est possible que les contributions respectives des différents moments de transfert soient modifiées entre les traitements exacts et approchés. Pour illustrer ce point, les sections efficaces théoriques partielles pour les différents transferts de ℓ, obtenues avec LOLA et DRC pour plusieurs transitions, sont comparées sur le tableau IV.3.

On remarque sur ce tableau IV.3 que, quand plusieurs ℓ sont possibles dans la réaction (^{12}C, ^{11}B), les deux prédictions diffèrent de plus d'un facteur 2 pour les composantes $\ell = 1$ tandis que les composantes $\ell = 3$ sont pratiquement identiques. Cependant, comme dans ce cas les sections efficaces sont dans l'ordre $\sigma(\ell=3) \gg \sigma(\ell=1)$, les intensités relatives entre les états varient peu suivant le calcul utilisé ; en outre, pour la transition $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$, la seule composante permise ($\ell=1$) n'est que peu modifiée. Ainsi, pour la réaction (^{12}C, ^{11}B), la différence entre les calculs porte essentiellement sur les valeurs absolues des sections efficaces théoriques dans le sens d'un meilleur accord avec l'expérience dans le calcul complet.

Le même comportement est observé dans la réaction (^{16}O, ^{15}N) pour les transitions vers les états résiduels $J_2^>$; néanmoins pour les états $J_2^<$ la différence entre les deux calculs pour la plus petite valeur de ℓ ($\ell=1$) peut être supérieure à un facteur 4. En fait, c'est de là que provient le désaccord entre les facteurs spectroscopiques extraits avec DRC et LOLA pour l'état $3/2^+$ à 2,98 MeV car la contribution du transfert $\ell = 2$ non permis dans DRC est par ailleurs négligeable devant celle de $\ell = 1$. Cet effet montre que le calcul ne tenant pas compte du recul peut conduire à des conclusions erronées dans le cas de la réaction (^{16}O, ^{15}N) comme l'ont déjà signalé plusieurs auteurs [26, 27].

Pour résumer cette discussion, on peut dire que de telles comparaisons entre calcul exact et approché permettent d'apprécier les limites des approximations qui sont généralement employées. Ainsi, dans le cas de la réaction (^{12}C, ^{11}B), le calcul exact n'est pas une nécessité si on se restreint aux intensités relatives des états. Par contre, le calcul approché dans le cas de la réaction (^{16}O, ^{15}N) est à employer avec précautions. Il est néanmoins à remarquer que les effets observés peuvent être fonction de de l'énergie incidente.

De cette analyse du transfert d'un proton sur ^{26}Mg, on peut conclure que, dans l'ensemble, on retrouve les intensités à une particule mesurées

Tableau IV.3

Comparaison entre les différentes contributions des moments transférés ℓ aux sections efficaces théoriques calculées avec LOLA et DRC pour les réactions $^{26}Mg(^{12}C, ^{11}B)^{27}Al$ à 46 MeV et $^{26}Mg(^{16}O, ^{15}N)^{27}Al$ à 42 MeV. Les valeurs de ℓ soulignées sont interdites dans le calcul négligeant le recul

Voie de sortie	E_x(MeV)	J^π	ℓ transféré	$\frac{\sigma \text{ recul}}{\sigma \text{ non-recul}}$	ℓ permis
$^{11}B(3/2^-) + ^{27}Al$	0.0	$5/2^+$	3	1.1	1, 2, 3
			1	2.6	
	0.84	$1/2^+$	1	1.1	1
	1.01	$3/2^+$	3	1.1	1, 2, 3
			1	2.2	
	2.98	$3/2^+$	3	1.	1, 2, 3
			1	2.3	
$^{11}B^*(1/2^-) + ^{27}Al$	0.0	$5/2^+$	3	1.1	2, 3
$^{15}N(1/2^-) + ^{27}Al$	0.0	$5/2^+$	3	1.	2, 3
	0.84	$1/2^+$	1	1.2	1
	1.01	$3/2^+$	1	2.8	1, 2*
	2.98	$3/2^+$	1	4.4	1, 2*

* Dans le calcul incluant les effets de recul, la contribution de ℓ = 2 est environ un dixième de la contribution de ℓ=1.

dans les réactions (^{3}He, d) les facteurs de normalisation obtenus (2 à 2,5) sont raisonnables compte tenu des incertitudes sur les paramètres optiques et la géométrie des états liés.

Il semble donc que l'analyse DWBA soit apte à décrire le mécanisme des réactions de transfert direct d'un nucléon induites par ^{12}C et ^{16}O sur ^{26}Mg à des énergies incidentes de l'ordre de 2 fois la hauteur de la barrière coulombienne. Le traitement du transfert de plusieurs nucléons peut maintenant être envisagé.

IV.2 Le transfert de 2 protons.

IV.2.1. La réaction ^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne.

Les distributions angulaires obtenues à 46 MeV sont présentées sur la figure 10 pour les trois premiers états de ^{20}Ne. Les courbes en tirets et continues sont les prévisions de SETILL et de LOLA respectivement ; pour les états 2^+ et 4^+, les oscillations des courbes théoriques sont plus atténuées dans le calcul tenant compte du recul, néanmoins les deux calculs prévoient des formes en bon accord avec l'expérience.

La distribution angulaire obtenue à 40 MeV (figure 13) est aussi bien reproduite aux angles vers l'avant avec les paramètres précédemment utilisés mais pour $\theta_{c.m.} \simeq 140°$, les sections efficaces expérimentales sont plus grandes que ne le prévoit la DWBA. Cela peut être dû à une contribution du transfert direct de huit nucléons ^{12}C(^{18}O, ^{10}Be)^{20}Ne et/ou à celle d'un processus de formation du noyau composé. La variation relative de la section efficace avec l'énergie incidente est aussi assez bien évaluée, la normalisation de la théorie par rapport à l'expérience étant la même à 50 % près pour 40 et 46 MeV et pour les trois premiers états de ^{20}Ne. Plus de points expérimentaux seraient néanmoins nécessaires à 40 MeV pour étudier ces variations en détail .

IV.2.1.1. Analyse avec SETILL

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la forme des distributions angulaires est pratiquement insensible aux mélanges de configurations et seules les valeurs absolues des sections efficaces et les intensités relatives des états résiduels serviront de test des fonctions d'onde utilisées.

Un calcul complet utilisant des fonctions d'onde "réalistes" a été fait pour la réaction ^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne.

Dans le tableau IV.4, nous donnons les amplitudes spectroscopiques

Tableau IV.4

Amplitudes spectroscopiques de deux protons $\left(S^{\gamma_1\gamma_2}\right)^{1/2}$ définies par l'équation 28 . La fonction d'onde radiale est positive à l'origine.

Transitions	J^π	E_x(MeV)	$(1d_{5/2})^2$	$(2s_{1/2})^2$	$(1d_{3/2})^2$	$(1d_{5/2}2s_{1/2})$	$(2s_{1/2}1d_{3/2})$	$(1d_{5/2}1d_{3/2})$
$^{18}O_{G.S} \rightarrow {}^{20}Ne$	0^+	0.0	0.9133	0.5112	0.3724			
	2^+	1.63	- 0.5280		- 0.1614	- 0.6060	- 0.3229	- 0.1996
	4^+	4.25	0.5444					0.5682
$^{26}Mg_{G.S} \rightarrow {}^{28}Si$	0^+	0.0	- 1.4914	- 0.5412	- 0.3752			
	2^+	1.78	- 0.0349		- 0.0738	- 0.4641	- 0.1648	- 0.1193
	4^+	4.61	- 0.2385					0.3510
			$(1p_{3/2})^2$	$(1p_{1/2})^2$	$(1p_{3/2}1p_{1/2})$			
$^{12}C_{G.S.} \rightarrow {}^{10}Be$	0^+	0.0	- 1.456	- 0.811				
	2^+	3.37	1.909		- 0.0005			

$\left(S^{\gamma 1 \gamma 2}\right)^{1/2}$ définies par l'équation 28 des deux protons dans ^{20}Ne et ^{12}C. Ces amplitudes sont obtenues à partir des fonctions d'onde de B.H. Wildenthal [28] pour ^{20}Ne ; dans le cas de ^{12}C, les valeurs $\left(S^{\gamma 1 \gamma 2}\right)^{1/2}$ sont reliées aux coefficients de parenté fractionnelle donnés par S. Cohen et D. Kurath [29] par :

$$\left(S^{\gamma 1 \gamma 2}\right)^{1/2} = \left[\frac{P(P-1)}{2}\right]^{1/2} . \text{ (c.f.p.)}$$

où P est le nombre de nucléons dans la couche 1p (pour ^{12}C, P = 8) et (c.f.p.) sont les valeurs données dans la référence 29.

Les valeurs absolues des sections efficaces expérimentales et théoriques pour $\theta_{c.m.} \simeq 20°$ sont comparées dans le tableau IV.5. Pour l'état fondamental, la section efficace théorique est inférieure d'un facteur 3 à la valeur expérimentale ; néanmoins, dans l'état actuel des études de transfert de plusieurs nucléons, un tel résultat peut être considéré comme raisonnablement bon [30]. Dans le tableau IV.5 on donne aussi les sections efficaces théoriques obtenues en supposant un transfert entre deux configurations pures $(1p_{3/2})^2 \rightarrow (1d_{5/2})^2$. On remarque que l'utilisation de fonctions d'onde "réalistes" pour les états 2^+ et 4^+ améliore l'accord entre l'expérience et la théorie mais toutefois de façon insuffisante ; notamment, l'intensité de l'état 4^+ est nettement sous-estimée.

Il peut être noté que les intensités relatives théoriques pour les états 0^+, 2^+ et 4^+ sont peu sensibles à la plupart des variations "raisonnables" que l'on peut envisager .

Les énergies de liaison des états à une particule E_{sp}, qui ont été prises égales à $E_{sp} = 1/2(E_s - E_x)$ pour les calculs du tableau IV.5, peuvent être aussi déteminées à partir des spectres en énergie des noyaux voisins. Un exemple est donné dans le tableau IV.6; on remarque que les énergies de simple particule pour les cas B et C sont indépendantes de l'énergie d'excitation et qu'il existe des différences très notables entre les valeurs de E_{sp} utilisées. Néanmoins les intensités relatives sont peu affectées par ces modifications. Comme nous l'avons discuté précédemment, la géométrie du puits pour calculer les fonctions d'onde à une particule est assez bien connue, ainsi seules des variations faibles sont permises. Par exemple, si on accroît le rayon de r_o = 1.2 à 1.25 fm, la valeur absolue des sections efficaces varie d'environ 30 % mais les intensités relatives théoriques des états ne sont pas modifiés.

Tableau IV.5

Comparaison des sections efficaces différentielles expérimentales et théoriques (SETILL) pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ vers les premiers états de ^{20}Ne.

Energie des niveaux de ^{20}Ne (MeV)	J^π	$\sigma_{exp.}(\theta_{c.m.})$	Section efficace calculée (μb/sr)	
		μb/sr	CK + W [a]	pure [b]
0.0	0^+	900 (19°.5)	320 (1.)[c]	280 (1.)[c]
1.63	2^+	2900 (17°)	320 (1.)	130 (0.46)
4.25	4^+	1500 (20°)	25 (0.08)	16 (0.06)

a) Fonctions d'onde pour ^{12}C de la référence 29 et pour ^{20}Ne de la référence 28 (tableau IV.4).

b) Calcul avec des configurations pures $(1p_{3/2})^2 \rightarrow (1d_{5/2})^2$.

c) Les nombres entre parenthèses sont les sections efficaces relatives à l'état fondamental.

Tableau IV.6

10 a) Energies de liaison des états à une particule utilisées dans le calcul de la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ (ε en MeV).

	$\varepsilon(1d_{5/2})$	$\varepsilon(2s_{1/2})$	$\varepsilon(1d_{3/2})$	$\varepsilon(1p_{3/2})$	$\varepsilon(1p_{1/2})$
A 0^+	10,42	10.42	5.72*	13,59	13.59
A 2^+	9.61	9.61	4.91*		
A 4^+	8.3	8.3	3.6*		
B(les 3)	7.964	7.964	6.394	11.237	9.107
C(les 3)	7.964	7.964	3.264		

* La valeur ε-4.7 MeV utilisée tient compte de l'espacement $\varepsilon(1d_{5/2}-1d_{3/2})$ obtenue en prenant l'énergie du premier état $3/2^+$ de ^{17}F(4.7 MeV). Néanmoins quand $\varepsilon(1d_{3/2})$ + 4.7 MeV permet d'obtenir un puits de profondeur inférieure à 80 MeV (limite imposée dans SETILL), on n'observe pas de différence notable avec le calcul utilisant $\varepsilon(1d_{3/2})$.

B et C : $^{11}B \rightarrow p + ^{10}Be$ $\quad Q = 11.237$ MeV $= \varepsilon(1p_{3/2})$

$^{11}B^*(1/2^-) \rightarrow p + ^{10}Be$ $\quad Q = 9.107$ MeV $= \varepsilon(1p_{1/2})$

$^{19}F \rightarrow P + ^{18}O$ $\quad Q = 7.964$ MeV $= \varepsilon(1d_{5/2}) \;//\; \varepsilon(2s_{1/2})$

$^{19}F(3/2^+) \rightarrow p + ^{18}O$ $\quad Q = 6.394$ MeV $= \varepsilon(1d_{3/2})$ (B)

$^{17}F(3/2^+)$ $E_x = 4.7$ MeV $= \varepsilon(1d_{5/2}) - \varepsilon(1d_{3/2}) \Rightarrow \varepsilon(1d_{3/2}) = 3.264$ MeV(C)

10 b) $\sigma_{exp}/\sigma_{théo.}$ normalisé à l'état fondamental ; les valeurs $\sigma_{E.F.}$ sont les valeurs absolues théoriques pour l'état fondamental normalisées à celle obtenue avec le set A .

Etats de ^{20}Ne		A $\sigma_{E.F} = 1$	B $\sigma_{E.F.} = 1.85$	C $\sigma_{E.F.} = 1.9$
0^+	0.0 MeV	1.	1.	1
2^+	1.63 MeV	3.4	3.8	3.8
4^+	4.25 MeV	21.	27.	27.

D'autres changements ont été faits sur les amplitudes à deux nucléons car les fortes variations observées de la section efficace théorique avec le mélange de configurations (fig.25) suggèrent qu'une légère imprécision sur la fonction d'onde théorique peut être dramatique. Néanmoins, le fait de considérer une configuration pure $(1p_{3/2})^2$ ou $(1p_{1/2})^2$ au lieu des amplitudes de S. Cohen et D. Kurath [29] pour ^{12}C est pratiquement sans effet sur les intensités relatives théoriques des états ^{20}Ne, les amplitudes de Wildenthal étant conservées pour ces états.

La fonction d'onde à deux protons de l'état 4^+ est la plus simple car elle est de la forme :

$$|4^+> = a(1d5/2)^2 + b(1d5/2\ 1d3/2)$$

(les coefficients a et b étant donnés dans le tableau IV.4). Nous avons modifié cette fonction d'onde tout en conservant celle de S. Cohen et D. Kurath [29] pour ^{12}C. Si on utilise a = 0,700 et b = 3,594 (c'est-à-dire en gardant constante la norme de l'état $|4^+>$: a^2+b^2 = const.) et si on intervertit ces valeurs a et b, la section efficace absolue est modifiée au plus de 30 % , donc de façon insuffisante pour obtenir un accord avec l'expérience.

IV.2.1.2. Analyse avec LOLA

Ce calcul permet le traitement du transfert de deux protons en tenant compte de façon exacte de la dynamique de la réaction. Néanmoins si, dans le principe, ce calcul peut être rigoureusement exact (équation 14), il est énormément simplifié quand on ne considère que le mouvement relatif ls pour les deux nucléons ; la section efficace est alors écrite sous la forme donnée par l'équation 38.

Les formes des distributions angulaires théoriques obtenues avec LOLA diffèrent peu de celles prévues par SETILL et sont en bon accord avec l'expérience (figure 7).

L'un des problèmes du traitement du transfert de plusieurs nucléons en tant que "cluster" est le choix du rayon du potentiel dans lequel sont calculées les fonctions d'onde de l'état lié. La forme des distributions angulaires est pratiquement insensible aux variations de ce rayon ; par contre, la valeur absolue des sections efficaces théoriques en dépend dramatiquement.

Sur la figure 28 est montrée la variation des prévisions théoriques pour $\theta_{c.m.} = 20°$ en fonction des rayons du puits de Woods-Saxon pour le projectile et le noyau résiduel ; les deux courbes représentent le même calcul mais pour l'une on a tracé $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(R_{12_C})$ et pour l'autre $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(R_{20_{Ne}})$, les deux rayons variant simultanément. On remarque que, par exemple, si on définit le rayon tel que $R = 1.2\ A^{1/3}$ fm ou $R = 1,2\ (A^{1/3} + 2^{1/3})$ fm (A étant égal à 10 ou 18 dans les voies d'entrée et de sortie respectivement), on observe une variation de la section efficace d'environ deux ordres de grandeur.Par contre, si l'effet est dramatique sur les valeurs absolues, les intensités relatives théoriques sont peu affectées. Sur le tableau IV.7 on compare les valeurs absolues expérimentales et théoriques obtenues avec LOLA pour les deux choix de rayon mentionnés précédemment ; ces valeurs absolues ont été obtenues en utilisant les facteurs spectroscopiques S_{AB} et S_{ab} donnés dans le tableau IV.7, ces coefficients sont reliés aux grandeurs $(S^{\gamma_1\gamma_2})^{1/2}$ du tableau IV.4 par l'équation 39. Les valeurs relatives sont assez peu modifiées par le choix du rayon (30 % pour l'état 2^+ et un facteur 2 pour l'état 4^+) ; l'ordre de grandeur de la valeur absolue de la section efficace expérimentale est obtenu en prenant un rayon de l'ordre de $R \simeq 1,2(A^{1/3} + 2^{1/3})$fm. Avec ce dernier choix, les résultats expérimentaux pour les trois niveaux sont reproduits à un facteur 2 près. Sur le tableau IV.7 sont aussi données les sections efficaces relatives obtenues suivant une estimation des facteurs spectroscopiques dans le schéma SU(3) : l'état fondamental de ^{18}O et les membres de la bande basée sur l'état fondamental de ^{20}Ne étant supposés bien décrits par les représentations $(\lambda\mu) = (40)$ et (80) respectivement. Si on fait l'hypothèse d'un transfert de deux protons sur la couche (2s 1d) dans la symétrie (40), les carrés des coefficients de Wigner tabulés dans la référence 31 peuvent être alors considérés comme facteurs spectroscopiques.

En normalisant à la valeur S_{AB} du tableau IV.7 pour l'état fondamental, les valeurs relatives de ces coefficients sont $S_{AB}(SU(3))/S_{AB} = 1;1,9$ et 1 pour les états 0^+, 2^+ et 4^+ respectivement ; cette différence pour l'état 2^+ se traduit par un meilleur accord avec l'expérience (tableau IV.7). Néanmoins cette divergence entre les

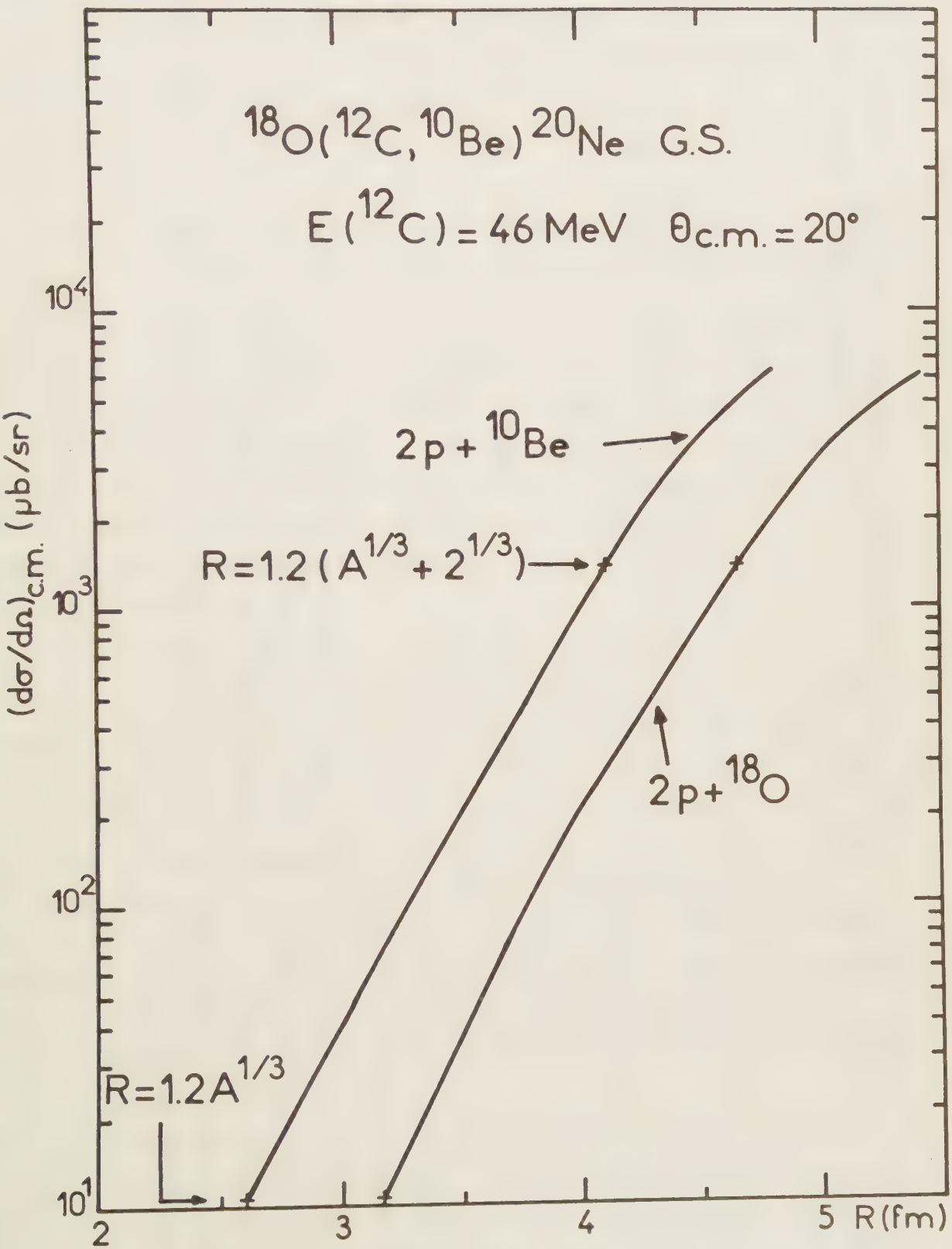

Fig. 28 Variation de la section efficace en fonction du rayon du puits de Woods-Saxon utilisé pour le calcul des états liés pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ (code LOLA).

Tableau IV.7

Comparaison des sections efficaces différentielles expérimentales et théoriques (LOLA) pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ vers les trois premiers états de ^{20}Ne. Les nombres entre parenthèses sont les sections efficaces relatives normalisées à l'état fondamental.

Energie des niveaux de ^{20}Ne (MeV)	J^π	$\sigma_{exp}(\theta)$ [a] ub/sr	S_{AB} [b]	Section efficace calculée (ub/sr) [c] $R = 1.2A^{1/3}$ fm	$R = 1.2(A^{1/3}+2^{1/3})$ fm	Section efficace relative SU(3) [d] $R=1.2A^{1/3}$ fm	$R = 1.2(A^{1/3}+2^{1/3})$ fm
0.0	0^+	900(1.)	.58	10.6(1.)	1380 (1.)	1.	1.
1.63	2^+	2900(3.2)	.24	11.2(1.06)	1800 (1.30)	2.	2.44
4.25	4^+	1500(1.67)	.20	3. (0.28)	840 (0.61)	0.3	0.64

a) Mêmes angles que dans le tableau IV.5.

b) Facteurs spectroscopiques de deux protons dans ^{20}Ne (équation 39), pour ^{12}C : $S_{ab} = (\frac{12}{10})^2 \times 0.5 \times SMAG = 1.98$ [29].

c) Sections efficaces calculées avec les facteurs spectroscopiques S_{AB} et S_{ab}. R est le rayon du puits de Woods-Saxon utilisé dans le calcul des fonctions d'onde des états liés pour le projectile et le noyau résiduel.

d) Sections efficaces calculées avec les facteurs spectroscopiques pour le ^{20}Ne obtenus à partir de configurations pures de la symétrie SU(3).

facteurs spectroscopiques obtenus à l'aide de modèle en couches et ceux évalués dans la description SU(3) est assez surprenante car dans la région de masses étudiée ici, le modèle SU(3) est considéré comme une bonne approximation, en particulier pour ^{20}Ne.

IV.2.2.La réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$.

Les distributions angulaires théoriques et expérimentales pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ sont présentées sur la figure 11; les courbes en tirets (SETILL) et continues (LOLA) diffèrent légèrement. En particulier pour l'état fondamental, les deux prédictions théoriques sont déphasées. Il semble que ce désaccord soit dû aux approximations propres à SETILL car la forme de la distribution angulaire obtenue avec d'autres codes DWBA, même ceux négligeant les effets de recul, est semblable à celle donnée par LOLA. Pour les autres états, les oscillations sont plus marquées dans le calcul avec SETILL et on observe aussi une différence pour les pentes de la décroissance de la section efficace en fonction de l'angle ; néanmoins l'accord avec l'expérience reste toujours raisonnable.

IV.2.2.1. Analyse avec SETILL.

Le calcul est semblable à celui fait pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$; la géométrie pour calculer les états à simple particule est la même et l'énergie de liaison est aussi prise égale à $E_{sp} = 1/2\ (E_s - E_x)$. Les amplitudes à deux nucléons dans ^{28}Si nous ont été aussi communiquées par B.H. Wildenthal [28].

Les résultats expérimentaux et théoriques sont confrontés sur le tableau IV.8 et, ici encore, l'accord est raisonnable pour l'état fondamental et se dégrade pour les autres états ; l'accord est cependant excellent aussi pour l'excitation $^{10}Be^*(2^+) + {}^{28}Si(0^+)$; malheureusement SETILL n'est pas adapté pour calculer la double excitation $^{10}Be^*(2^+)+{}^{28}Si^*(2^+)$. Pour les états 4^+ et 3^- (6,9 MeV) de ^{28}Si, le calcul a été fait avec des configurations pures car la description de ces états n'est pas connue.

IV.2.2.2. Analyse avec LOLA.

Comme précédemment dans la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$, les valeurs absolues des sections efficaces sont très sensibles aux rayons des puits utilisés pour calculer les fonctions d'onde des états liés (tableau IV.9) et l'ordre de

Tableau .IV.8

Comparaison des sections efficaces différentielles expérimentales et théoriques (SETILL) pour les niveaux observés dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ à $\theta_{c.m.} = 18°$. Les nombres entre parenthèses sont les sections efficaces relatives normalisées à l'état fondamental.

Energie des niveaux ^{10}Be (MeV)	J^π	Energie des niveaux ^{28}Si (MeV)	J^π	$\sigma_{exp.}(\theta)$ µb/sr	$\sigma_{SETILL}(\theta)$ µb/sr
0.0	0^+	0.0	0^+	560 (1.)	367 (1)
		1.78	2^+	270 (0.48)	55 (0.15)
		4.61	4^+	78 (0.14)	0.9(0.0025)
		6.89	4^+	117 (0.21)	7.35[a]
			3^-		3.9[b] → 11.25 (0.03)
3.37	2^+	0.0	0^+	39(0.07)	39 (0.1)
		1.78	2^+	45(0.08)	

a) Calcul effectué en supposant une configuration $(1d_{5/2}\ 1d_{3/2})_{4^+}$ dans ^{28}Si.

b) Calcul effectué en supposant une configuration $(1d_{5/2}\ 1f_{7/2})_{3^-}$ dans ^{28}Si.

Tableau IV.9

Comparaison des sections efficaces différentielles expérimentales et théoriques (LOLA) pour les niveaux observés dans la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ à $\theta_{c.m.} = 18°$. Les nombres entre parenthèses sont les sections efficaces relatives normalisées à l'état fondamental.

Energie des niveaux ^{10}Be (MeV) J^π	Energie des niveaux ^{28}Si (MeV) J^π	S_{AB} a)	$\sigma_{exp}(\theta)$ µb/sr	Section efficace calculée (µb/sr) $R=1.2A^{1/3}$ fm	Section efficace calculée (µb/sr) $R=1.15(A^{1/3}+2^{1/3})$ fm
	0.0 0^+	0.89	560 (1.)	20 (1.)	1538 (1.)
0.0 0^+	1.78 2^+	0.054	270 (0.48)	2.6 (0.13)	230 (0.15)
	4.61 4^+	0.0067	78 (0.14)	0.08 (0.004)	12.5 (0.008)
	6.89 4^+	0.201 b)	117 (0.21)	1.28 } 1.83 (0.092)	163 } 200 (0.13)
	6.89 3^-	0.036 c)		0.55 }	37 }
	0.0 0^+	0.86	39 (0.07)	0.45 (0.023)	40 (0.026)
3.37 2^+	1.78 2^+	0.54	45 (0.08)	0.072 (0.004)	8.5 (0.005)

a) Facteurs spectroscopiques pour ^{28}Si définis par l'équation 39 ; pour ^{12}C : $S_{ab} = 1.98$ pour ^{10}Be 0^+ (Tableau IV.7) et
$S_{ab}(\frac{12}{10})^2 \times 0.5 \times DMAG = 0.88$ pour ^{10}Be 2^+ [29].

b) Calcul effectué en supposant une configuration $(1d_{5/2}\ 1d_{3/2})_{4^+}$ dans ^{28}Si.

c) Calcul effectué en supposant une configuration $(1d_{5/2}\ 1f_{7/2})_{3^-}$ dans ^{28}Si.

grandeur des sections efficaces expérimentales est obtenue en choisissant un rayon relativement grand (ici $R \simeq 1.15(A^{1/3} + 2^{1/3})$ fm). L'accord global ainsi obtenu est aussi raisonnable.

IV.2.3. Discussions.

Cette analyse du transfert de deux protons dans les réactions $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ permet plusieurs remarques :

. L'ensemble des résultats expérimentaux peut être reproduit assez bien à l'aide des calculs DWBA de transfert direct en une seule étape des deux protons.

. Il faut noter particulièrement que, malgré les approximations utilisées dans le calcul avec SETILL, l'ordre de grandeur des valeurs absolues des sections efficaces expérimentales est bien reproduit quand on utilise des fonctions "réalistes". Dans ce calcul, il n'existe en principe aucun paramètre ajustable puisque la géométrie pour calculer les fonctions d'onde des états à une particule est bien établie ; l'accord avec l'expérience donne ainsi une bonne confiance dans les fonctions d'onde utilisées.

. La valeur absolue de la section efficace obtenue avec LOLA dépend fortement de la géométrie choisie pour calculer les fonctions d'onde d'états liés de l'agrégat mais néanmoins ce choix affecte peu les intensités relatives des états. L'accord en valeur relative et même en valeur absolue, obtenu avec l'expérience dans le cas d'un rayon $R = r_o(A^{1/3} + 2^{1/3})$ avec $r_o \simeq 1,15$ à $1,2$ fm, permet de penser que le fait de ne prendre en compte que le mouvement interne 1s pour les deux protons est une bonne approximation. La valeur absolue est obtenue avec un rayon signifiant physiquement que l'agrégat des deux protons existe à la surface des noyaux en réaction; un tel choix du rayon est aussi nécessaire pour reproduire les sections efficaces en valeur absolue dans le cas des transferts de quatre nucléons [32].

. Dans le tableau IV.10 sont comparés les rapports $\sigma_{exp.}/\sigma_{théo.}$ normalisés à l'état fondamental de ^{20}Ne et de ^{28}Si ; on y montre aussi des résultats de calculs avec DRC faits dans les mêmes conditions que ceux faits avec LOLA. Les résultats de DRC ne diffèrent pas de façon significative de ceux obtenus avec SETILL pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$; la même tendance est observée pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ mais néanmoins pour l'état 4^+ il existe une différence de l'ordre d'un facteur 3 entre les deux calculs, le résultat de DRC étant plus proche de l'expérience.

Tableau IV.10

Rapports $\sigma_{exp}/\sigma_{théo.}$ normalisés aux transitions vers l'état fondamental. Dans les calculs avec LOLA et DRC $R = r_o(A^{1/3} + 2^{1/3})$ avec r_o = 1.2 et 1.15 fm pour les cibles ^{18}O et ^{26}Mg respectivement.

Niveaux d'énergie de ^{20}Ne(MeV)		$^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$				Niveaux d'énergie de ^{28}Si(MeV)		$^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$		
	J^π	SETILL	LOLA W[a]	LOLA SU(3)	DRC W[a]		J^π	SETILL	LOLA	DRC
0.0	0^+	1.	1.	1.	1.[b]	0.0	0^+	1.	1.	1.[c]
1.63	2^+	3.2	2.5	1.3	3.5	1.78	2^+	3.2	3.2	4.8
4.25	4^+	21.	2.7	2.6	6.3	4.61[e]	4^+	56.	17.5	44
						6.89	4^+ / 3^-	7.	1.6	
						(2^+)[d] 0.0	0^+	0.7	2.7	
						(2^+)[d] 1.78	2^+		14.7	

a) Calculs avec les fonctions d'onde de Wildenthal pour les états de ^{20}Ne.

b) La section efficace absolue obtenue avec DRC est $\sigma^{0+}_{c.m.}$ (20°) = 260 µb/sr.

c) La section efficace absolue obtenue avec DRC est $\sigma^{0+}_{c.m.}$ (18°) = 595 µb/sr.

d) ^{10}Be détecté dans son premier état excité 2^+ à 3.37 MeV.

e) Les nombres seraient 13.7, 2.2 et 5.5 au lieu de 56. 17.5 et 44.si les deux composantes de l'état 4^+ (Tableau IV.4) avaient le même signe.

Il faut cependant noter que pour l'état 4^+ de ^{28}Si, les deux composantes $(1d_{5/2})^2_{4^+}$ et $(1d_{5/2}\ 1d_{3/2})_{4^+}$ ont des signes opposés alors qu'elles sont de même signe dans le cas de l'état 4^+ de ^{20}Ne (tableau IV.4). En prenant des signes identiques pour les composantes de la fonction d'onde de ^{28}Si 4^+, les rapports $\sigma_{exp}/\sigma_{théo}$ (tableau IV.10) obtenus avec SETILL, LOLA et DRC respectivement deviennent 13,7, 2,2 et 5,5 au lieu de 56. 17,5 et 44, donc dans le sens d'un meilleur accord ; malheureusement nous ne savons pas justifier une telle modification. Il est aussi intéressant de remarquer que cette fois, comme pour la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)\ ^{20}Ne$ vers l'état 4^+, le désaccord entre SETILL et DRC est aussi d'un facteur 3.

. La différence entre les calculs avec LOLA et DRC dépend peu du moment de transfert mais elle dépend fortement de la valeur du bilan énergétique Q, le rapport $\frac{\sigma LOLA}{\sigma DRC}$ pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ à E_x = 0 MeV est 2,6 et 2,8 pour ℓ = 0 et ℓ = 2 alors qu'il varie de 2,8 à 3,8 pour ℓ = 2 à E_x = 0 MeV et 1,78 MeV respectivement.

Ainsi le calcul approché de la dynamique de la réaction non seulement sous-estime la valeur absolue de la section efficace mais de plus il prédit de façon incorrecte les intensités relatives des états résiduels. Certains auteurs [30] proposent une correction de recul au calcul approché de la forme :

$$\sigma(\text{recul}) = \mathcal{N}.\mathcal{F}(Q).\sigma\ (\text{non recul})$$

où la constante de normalisation $\mathcal{N}$ et la fonction $\mathcal{F}$ (Q) sont déterminées empiriquement. Il est à noter que la fonction $\mathcal{F}$ (Q) = exp.(-0,162 Q) proposée dans la référence 30 pour les réactions (^{16}O, ^{14}C) et (^{12}C, ^{10}Be) sur ^{208}Pb reproduit aussi dans notre cas la variation en fonction de Q de la différence entre LOLA et DRC; néanmoins la constante $\mathcal{N}$ dépend du cas étudié ($\mathcal{N} \simeq$ 1,85, 0,85 et 0,3 pour les cibles ^{18}O, ^{26}Mg et ^{208}Pb respectivement).

. La différence entre SETILL et DRC ne devrait provenir que de la restriction au mouvement 1s pour les deux protons dans DRC. Cela semble d'ailleurs une bonne approximation dans le cas de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ et dans la réaction $^{18}O(^{12}C, ^{10}Be)^{20}Ne$ vers les états 0^+ et 2^+ ; néanmoins une différence entre ces deux codes de l'ordre d'un facteur 3 est observée pour les états 4^+ de ^{20}Ne et pour l'état 4^+ de ^{28}Si si, dans ce dernier cas, les deux composantes avaient des signes identiques.

Le désaccord entre SETILL et DRC pourrait être dû à une contribution importante des mouvements relatifs autres que 1s. En effet, dans le cas des

réactions étudiées ici, les mouvements internes 1s, 1p et 2s sont possibles dans le projectile pour les deux protons ; si on suppose que le mouvement interne de l'agrégat n'est pas modifié dans le transfert, seuls ces mouvements contribuent à la réaction. Dans ces conditions, pour peupler un état 4^+, seuls 1s et 1p interviennent ; il est à remarquer que lorsque les composantes $(1d_{5/2})^2_{4^+}$ et $(1d_{5/2}\ 1d_{3/2})_{4^+}$ ont le même signe, l'effet est constructif pour l'amplitude 1s et destructif pour l'amplitude 1p ; l'effet inverse se produit dans le cas où les deux composantes sont de signes opposés.

La variation relative de la section efficace pour un état de structure donnée en fonction de l'énergie d'excitation est assez peu différente entre SETILL et DRC ; par contre les sections efficaces théoriques relatives entre des états de structures différentes tels que des états 0^+ et 4^+ ne sont pas les mêmes. Si, les deux composantes de l'état 4^+ ont le même signe, la contribution 1s est prépondérante et si l'on considère les valeurs relatives normalisées à l'état fondamental 0^+, la différence entre les deux codes est d'environ un facteur 3. Par contre si, les deux composantes sont de signes différents, les deux codes prévoient à peu près la même section efficace ; cela est dû au fait que, dans SETILL, la contribution de la composante 1p prise en compte compense le facteur 3 de différence entre les valeurs relatives $\sigma(0^+)/\sigma(4^+)$. Cependant, il est prudent de garder une certaine réserve envers ce raisonnement car, en fait, il peut exister des effets de cohérence entre les différentes contributions à l'amplitude de transition.

Néanmoins, devant l'accord obtenu entre l'expérience et le calcul avec LOLA, on est tenté d'admettre que le fait de réduire la fonction d'onde à sa composante 1s est une bonne approximation pour traiter ce transfert; cela est d'ailleurs étayé par les calculs théoriques de D. Kurath et I.S. Towner [18] pour le transfert alpha qui mettent en évidence une prépondérance de la composante 1s à la surface nucléaire; donc, dans la région spatiale où ont lieu les transferts entre ions lourds, le désaccord obtenu avec SETILL serait dû à des difficultés inhérentes à la méthode de calcul dans laquelle figure un certain nombre d'approximations qui ne sont pas encore parfaitement maîtrisées.

Nous devons aussi mentionner que nous ne pouvons, pour l'instant, qu'étudier les comportements relatifs des fonctions d'onde des différents états. En effet, nous avons vu que, dans le traitement en agrégat, la section efficace absolue dépend fortement de la géométrie utilisée pour le calcul des états

liés. Ainsi la normalisation à la section efficace de l'état fondamental est tout à fait arbitraire et ne préjuge en rien de l'état résiduel qui est le mieux décrit par la théorie. Dans un calcul utilisant une description microscopique du facteur de forme, la valeur absolue théorique est beaucoup moins arbitraire. Néanmoins , SETILL ne tient pas compte du recul et nous avons vu (Tableau IV.10) que, dans le traitement en agrégat, on observe entre DRC et LOLA des différences de l'ordre de 3 à 5 ; en outre, les intensités relatives théoriques des états dépendent aussi fortement du traitement de la dynamique. Il ne semble donc pas qu'une appréciation de la qualité des fonctions d'onde théoriques puisse être faite dans un traitement microscopique qui ne tienne pas compte des effets de recul.

. Le calcul avec LOLA semble être celui pour lequel le meilleur accord avec l'expérience est obtenu , le plus grand désaccord étant observé (Tableau IV.10) pour la double excitation $^{10}Be^{*}(2^{+})+^{28}Si^{*}(2^{+})$, ce qui est d'ailleurs compréhensible car pour chaque état 2^{+} pris individuellement, l'intensité à deux nucléons est sous-estimée d'un facteur 3 .

. Les désaccords qui subsistent peuvent avoir plusieurs origines :

Il peuvent être dus aux choix des fonctions d'onde car, en effet, ces dernières doivent reproduire des propriétés des noyaux telles que les énergies des niveaux, les taux de transitions etc..., mais on leur impose rarement un comportement particulier à la surface qui est la région qui contribue aux réactions de transfert entre ions lourds. Les désaccords observés suggèrent des imprécisions dans les fonctions d'onde; ce genre d'analyse devrait permettre d'affiner leurs caractéristiques à la surface nucléaire.

Une autre possibilité de désaccord peut être la simplification supposée pour le mécanisme de réaction. Ici, nous avons fait l'hypothèse d'un transfert direct en une seule étape, cette hypothèse étant d'ailleurs appuyée par un bon nombre d'observations expérimentales. Cependant, la possibilité d'excitation des noyaux en collision avant ou après transfert ne peut être exclue surtout quand ces noyaux ont des propriétés collectives assez prononcées.

S. Landowne et ses collaborateurs [33] ont d'ailleurs suggéré un tel mécanisme pour la réaction $^{26}Mg(^{16}O, ^{14}C)^{28}Si$ à 45 MeV. Sur la figure 29 sont montrées les données expérimentales de cette réaction [33, 34] avec les courbes DWBA obtenues en utilisant les paramètres du modèle optique du tableau III.2 [35].

Nous avons employé les facteurs spectroscopiques du tableau IV.9 pour les deux premiers états de ^{28}Si et, pour ^{16}O, le facteur spectroscopique $S_{ab} = (\frac{16}{14})^{2} \times 0,5 \times SMAG = 1,45$ où SMAG est donnée dans la référence 29 ; la géométrie pour calculer les états liés étant celle utilisée précédemment pour la réaction

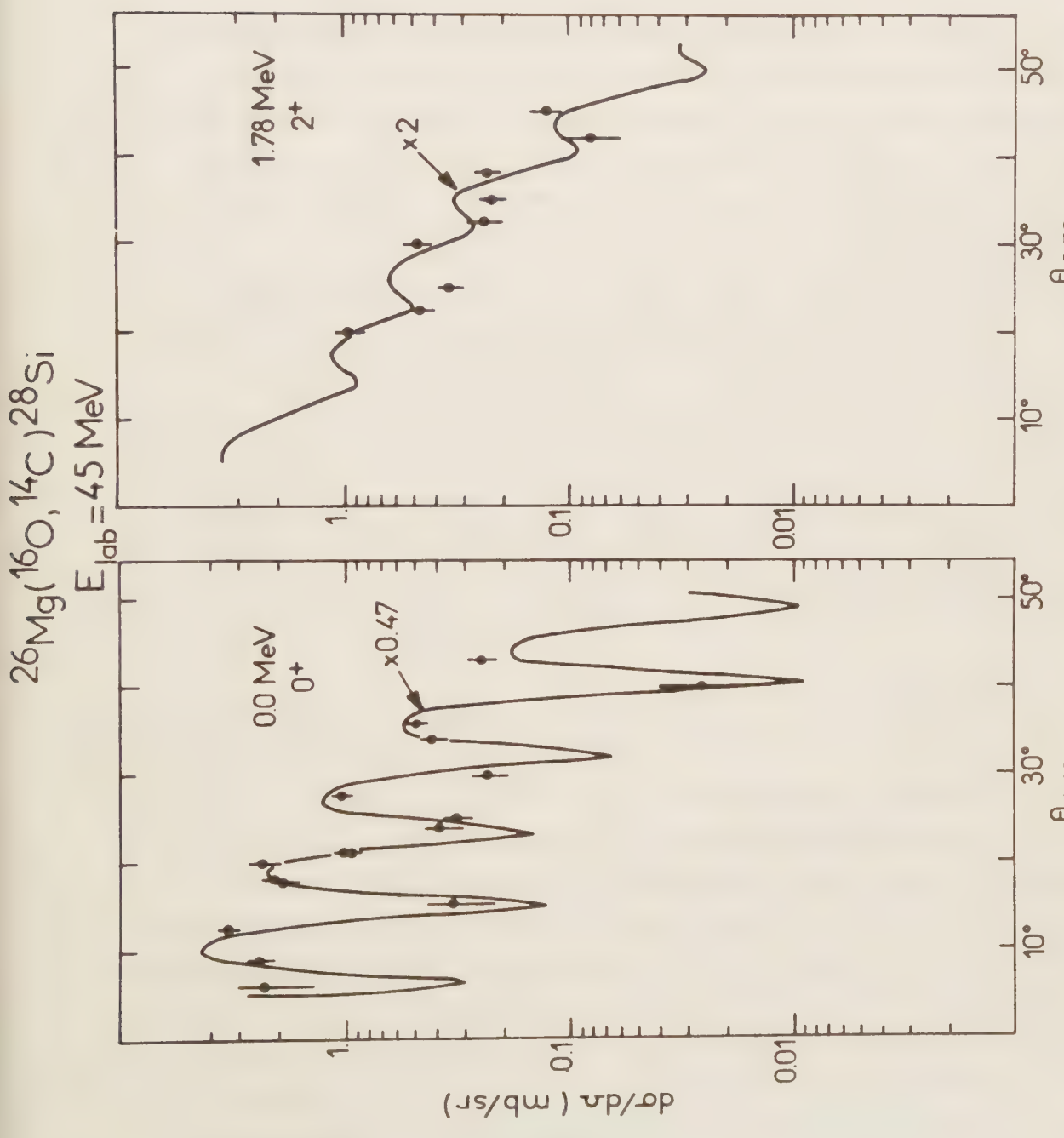

Fig. 29 Distributions angulaires de la réaction $^{26}Mg(^{16}O, ^{14}C)^{28}Si$, les courbes sont les résultats de calculs DWBA.

$^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ (en particulier R = 1,15 ($A^{1/3} + 2^{1/3}$) fm). Les rapports $\sigma_{exp}/\sigma_{théo}$ obtenus sont donnés sur la figure 29 , ce qui, en normalisant ce rapport à l'état fondamental nous donne 1 et 4,25 pour les niveaux 0^+ et 2^+ respectivement ; ces valeurs sont comparables à celles du tableau IV.10 (1 et 3,2) pour la réaction (^{12}C, ^{10}Be). Le calcul avec SETILL conduit à la même conclusion sur les valeurs relatives, la valeur absolue de la section efficace de l'état fondamental étant toutefois sous-estimée d'un facteur 5.

Dans l'hypothèse où un processus en deux étapes aurait une contribution importante, on pouvait s'attendre à une sensibilité du transfert de deux protons au choix du projectile. Il ne semble pas qu'un tel effet soit mis en évidence par cette analyse. Néanmoins des calculs CCBA doivent être faits afin de montrer si une telle insensibilité ne peut être expliquée par des contributions cohérentes entre plusieurs chemins de transfert.

Bien que des calculs CCBA aient déjà été publiés pour la réaction $^{26}Mg(^{16}O, ^{14}C)^{28}Si$, il ne semble pas qu'une réponse définitive soit fournie. S. Landowne et al. [33] reproduisent les intensités relatives pour les états 0^+ et 2^+ mais avec une normalisation d'un facteur 15 pour les valeurs absolues des sections efficaces. B. Sorensen [36] obtient des rapports $\sigma_{exp.}/\sigma_{théo}$ égaux à 1 et 2,8 pour les états 0^+ et 2^+ mais la valeur absolue de la section efficace théorique est inférieure de deux ordres de grandeur à la valeur expérimentale ; il faut aussi noter que cet auteur trouve que le calcul DWBA prévoit la section efficace relative de l'état 2^+ cent fois plus que ne le fait le calcul CCBA.

Nos résultats semblent montrer qu'il n'est pas nécessaire d'introduire de mécanismes plus complexes que le transfert en une seule étape tels que l'excitation des ions avant le transfert ou le transfert successif des deux protons ; en outre, on peut remarquer que l'expérience ne fournit pas de contre-indications à cette simplification ; en particulier les états ne pouvant être atteints par un transfert en une seule étape ne sont pas excités. Par ailleurs, la forme des distributions angulaires dans ce cas est très dépendante des paramètres optiques utilisés et ne semble pas devoir être une caractéristique utilisable pour mettre en évidence un processus plus complexe ; ici ces paramètres ont été fixés dans l'hypothèse d'un transfert direct vers les états fondamentaux 0^+ et ont permis de reproduire les distributions angulaires des états excités.

Pour l'analyse des transferts de deux nucléons étudiés ici, la meilleure amélioration possible serait un traitement microscopique de facteur de forme incluant

le recul ; mais néanmoins, on peut espérer que le traitement simplifié du transfert d'un agrégat de mouvement relatif nul n'est pas loin de la réalité. Sa simplicité ouvre des possibilités importantes sur l'étude de structures particulières à la surface des noyaux, les ions lourds étant alors d'excellentes sondes de ces propriétés.

IV.3 . Le transfert de trois nucléons $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$.

Nous avons remarqué précédemment (figure6) une analogie entre les facteurs spectroscopiques $(2J_B+1)S_{AB}$ extraits dans l'analyse de la réaction $^{28}Si(d,p)^{29}Si$ [6] et le spectre en énergie de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$.

Cette apparente simplicité est à rapprocher de celle observée dans d'autres transferts de trois nucléons comme la réaction (p,α) qui a parfois un comportement assez analogue à celui de la réaction de pick-up (d,^{3}He) [37].

Une analyse comme celle présentée pour le transfert de deux protons pourrait être faite pour ce transfert de trois nucléons. Cependant, le traitement microscopique du facteur de forme n'est pas possible avec SETILL et jusqu'alors aucune approche théorique n'a été faite dans ce sens. L'analyse en termes d'agrégat pourrait être envisagée car elle a pu être réalisée pour des noyaux de la couche 1p [15, 38]. Dans notre cas, des facteurs spectroscopiques à trois nucléons ont été extraits pour le projectile ^{12}C [39] mais, pour des noyaux de la couche (2s-1d), peu de résultats ont été publiés.

En outre l'analogie observée avec le transfert d'un nucléon suggère qu'un traitement plus simple peut être envisagé.

Une première hypothèse peut être celle d'un transfert d'un ^{3}He : S = 1/2, T = 1/2 et de mouvement relatif nul (n = ℓ = 0). On peut ajouter une simplification à l'expression de la section efficace (équation 30) qui est de considérer qu'un seul mouvement du centre de masse intervient dans le projectile $(\tilde{N}_{12}\ \tilde{L}_{12})$ et le noyau résiduel $(\grave{N}_{34}\ \grave{L}_{34})$. On obtient alors une expression semblable à celle pour le transfert d'un nucléon (équation 33), les règles de sélection de transfert de moment angulaire étant alors celles discutées dans le paragraphe III.2.4.4.

Ces hypothèses sont justifiées dans le cas de ^{12}C par le calcul de D. Kurath [39] qui montre que, dans le cas du pick-up de trois nucléons $^{12}C \rightarrow {}^{9}Be\ 3/2^-$ (0.0 MeV), le mouvement orbital P représente 86 % de la transition; ainsi on peut considérer comme une bonne approximation de ne prendre en compte que $(\tilde{N}_{12} = 1, \tilde{L}_{12} = 1)$. Dans le cas de ^{29}Si, aucune estimation n'existe mais il est raisonnable d'admettre que dans un transfert entre ions lourds, c'est la configuration avec le plus grand nombre de quanta dans le mouvement du centre de

masse qui est prépondérante [18]. L'analyse complète du transfert de trois nucléons dans la réaction $^{12}C(^{19}F, ^{16}O)^{15}N$ [15] est aussi en accord avec cette hypothèse.

Ainsi, dans le calcul DWBA, nous avons considéré le transfert d'un agrégat de masse 3, de charge 2 et de spin 1/2, le nombre de noeuds des fonctions d'onde des états liés étant défini par $2\tilde{N}_{12} + \tilde{L}_{12} = 3$ dans ^{12}C et $2\tilde{N}_{34} + \tilde{L}_{34} = 6$ dans ^{29}Si. Les paramètres de potentiel optique sont les mêmes que ceux utilisés dans l'analyse de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$ (tableau III.2)

Sur la figure 9 sont comparées les distributions angulaires expérimentales et les courbes théoriques obtenues avec LOLA. On remarque que l'état fondamental $1/2^+$ qui ne peut être atteint, suivant nos hypothèses, que par un transfert $\ell = 1$, est excellemment reproduit. Pour les autres états, il existe plusieurs valeurs possibles de moment de transfert (voir tableau IV.11) et les courbes théoriques reproduisent de façon satisfaisante les données expérimentales. Certains points particuliers peuvent en outre être relevés :

Pour l'état $3/2^+$ à 1,27 MeV, la composante $\ell = 3$ est la principale contribution et, dans ces conditions dynamiques particulières, elle présente encore de nettes oscillations en accord avec l'expérience.

Pour l'état $7/2^-$ à 3,62 MeV, les composantes $\ell = 2$, $\ell = 4$ et $\ell = 3$ sont à peu près du même ordre et leur somme est peu oscillante.

Les pentes de ces états $3/2^-$ à 4,93 MeV et de l'état à 6,2 MeV sont assez mal reproduites, l'expérience décroissant plus vite que ne le prévoit la théorie ; la même tendance est aussi observée pour la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si$. Peut-être qu'ici certaines améliorations pourraient être obtenues par une étude plus approfondie des potentiels optiques utilisés.

Sur le tableau IV.11 sont données aussi les valeurs relatives des facteurs spectroscopiques S_{AB} obtenus dans l'analyse de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ en comparant les sections efficaces expérimentales et théoriques. Ces valeurs sont normalisées au facteur spectroscopiques de l'état fondamental de ^{29}Si mesuré dans la réaction $^{28}Si(d,p)^{29}Si$ [6]. Les calculs ont été faits en prenant un rayon du puits utilisés pour obtenir les états liés $R = 1,2\ A^{1/3}$ fm, ce choix influençant peu les valeurs relatives des sections efficaces théoriques. Comme les premiers calculs pour cette réaction ont été faits avec ce rayon, et comme nous n'avons pas l'ambition d'obtenir la valeur absolue des sections efficaces, il n'a pas

Tableau IV. 11

Comparaison des facteurs spectroscopiques relatifs mesurés dans les réactions $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ et $^{28}Si(d,p)^{29}Si$. Les résultats de la réaction (^{12}C, ^{9}Be) sont normalisés au facteur spectroscopique de l'état fondamental donné dans la référence 6.

Niveaux de ^{29}Si E_x(MeV)	J^π	$\theta_{c.m.}$ (µb/sr) $\theta_{lab} = 20°$	Configurations $n_2\ell_2j_2$ dans ^{29}Si	ℓ permis (^{12}C, ^{9}Be)	S_{AB} relatifs (d,p)	(^{12}C, ^{9}Be)
0.0	$1/2^+$	16	2s1/2	1	0.53	0.53
1.27	$3/2^+$	35	1d3/2	1, 2, 3	0.74	0.53
2.03	$5/2^+$	9.5	1d5/2	1, 2, 3	0.12	0.08
2.42	$3/2^+$	2.5	1d3/2	——	< 0.0012	——
3.07	$5/2^+$	4.4	1d5/2	——	0.06	——
3.62	$7/2^-$	90	1f7/2	2, 3, 4	0.38	0.65
4.08	$7/2^+$	10	——	——	——	——
4.93	$3/2^-$	19	2p3/2	0, 1, 2	0.56	0.44
6.2	$(7/2^-)$	40	1f7/2	2, 3, 4	0.15	0.27

semblé utile, vu en outre le coût en temps de calcul, de recommencer cette analyse avec un rayon plus grand comme le suggèrent cependant les résultats de l'analyse du transfert de deux protons.

La similitude entre les deux séries de facteurs spectroscopiques obtenues dans la réaction $^{28}Si(d,p)^{29}Si$ et $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ est remarquable et confirme de façon quantitative les observations précédentes (figure 6). Cet aspect peut indiquer que le neutron transféré occupe les orbitales de simple particule au-dessus du coeur de ^{28}Si dans son état fondamental , celui-ci ayant été formé préférentiellement en ajoutant deux protons sur ^{26}Mg.

Le fait de traiter la réaction (^{12}C, ^{9}Be) comme le transfert d'un ^{3}He semble être ainsi justifié; on peut aussi remarquer que ce résultat suggère la grande importance des transferts d'agrégats dans la symétrie maximale et donne l'espoir que de telles réactions de transfert permettent d'atteindre des états de structures particulières ; il serait néanmoins intéressant de comparer un tel traitement à celui du transfert successif $^{26}Mg(^{12}C, ^{10}Be)^{28}Si(^{10}Be, ^{9}Be)^{29}Si$.

Quoi qu'il en soit la réaction (^{12}C, ^{9}Be) serait prometteuse pour les études de transfert d'un neutron vers les isotopes riches en protons, si cet aspect était confirmé dans d'autres cas.

Références des Chapitres II, III et IV.

[1] R. Middleton, J.D. Garrett, H.T. Fortune et R.R. Betts, Journal de Physique 32 (1971) C6-39.

[2] W. Bohne, H. Fuchs, K. Grabisch, M. Hagen, H. Homeyer, U. Janetsi, H. Lettau, K.H. Maier, H. Morgenstern, P. Pietrsyk, G. Röschert et J.A. Scheer, Nucl. Phys. A131 (1969) 273.
H.T. Lutz, D.W. Heikkinen, W. Bartolini et T.H. Curtis, Phys. Rev. C2 (1970) 981 .

[3] T.J. Lewis, G.H. Wedberg, J.C. Peng, J.L. Ricci, C.M. Cheng et J.V. Maher Phys. Rev. C8 (1973) 678.

[4] J.B. Ball, O. Hansen, J.S. Larsen, D. Sinclair et Videbaek, Phys. Lett. 49B (1974) 348.

J.B. Ball, P.R. Christensen, O. Hansen, J.S. Larsen, D. Sinclair, F.Videbaek, R.A. Broglia, R. Liotta et B. Nilsson, Conférence d'Argonne 1973.

[5] P.M. Endt et C. Van der Leun, Nucl. Phys. A 214 (1973) 1.

[6] M.C. Mermaz, C.A. Whitten, J.R., J.W. Champlin, A.J. Howard et D.A. Bromley, Phys. Rev. C4 (1971) 1778.

A. El Naiem et R. Reif, Nucl. Phys. A189 (1972) 305.

[7] W.E. Frahn et R.H. Venter, Nucl. Phys. 59(1964) 651.

[8] N. Austern, R.M. Driske, E.G. Halbert et G.R. Satchler, Phys. Rev. 133 (1964) B3.

[9] R.M. DeVries, G.R. Satchler et J.G. Cramer, Phys. Rev. Lett. 24 (1974) 1377.

[10] R.H. Bassel, R.M. Drisko et G.R. Satchler, (1962) ORNL 3240.

[11] N.K. Glendenning, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 191.

[12] R.M. DeVries, Phys. Rev. C8 (1973) 951.
R.M. DeVries, code LOLA, non publié.

[13] F. Schmittroth, W. Tobocman et A.A. Golestaneh, Phys. Rev. C1 (1970) 377.

[14] I.S. Towner et J.C. Hardy, Adv. in Phys. 18 (1969) 401.

[15] R. Bock et H. Yoshida, Nucl. Phys. A189 (1972) 177.

[16] T.A. Brody et M. Moshinsky, "Tablas de Parentesis de Transformacion", Universidad de Mexico (1960).

[17] Yu. F. Smirnov, Nucl. Phys. 39 (1962) 346.

[18] D. Kurath et I.S. Towner, Nucl. Phys. A222 (1974) 1.

[19] A. Roberts, Nucl. Phys. A196 (1972) 465.

A. Baltz et S. Kahana, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1267.
B.F. Bayman, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 71.

[20] P. Bonche et B. Giraud, Nucl. Phys. A199 (1973) 160.
P. Bonche, thèse Paris (1973), non publié.

[21] U.C. Voos, W. Von Oertzen et R. Bock, Nucl. Phys. A135 (1969) 207.

[22] J. Raynal, Rapport Interne, D.Ph.T/69.42 (CEN Saclay)

[23] M.F. Werby et W. Tobocman, Phys. Rev. C10 (1974) 1022.

[24] S. Kahana, P.D. Bond et C. Chasman, Phys. Lett. 50B (1974) 199.

[25] S. Cohen et D. Kurath, Nucl. Phys. A101 (1967) 1.

[26] R.M. DeVries, Phys. Rev. C8 (1973) 1542.

[27] T. Tamura et K.S. Low, Phys. Rev. Letters 31 (1973) 1356.

[28] B.H. Wildenthal, communication privée.

[29] S. Cohen et D. Kurath, Nucl. Phys. A141 (1970) 145.

[30] F.D. Becchetti, D.G. Kovar, B.G. Harvey, D.L. Hendrie, H. Homeyer, J. Mahoney, W. Von Oertzen et N.K. Glendenning, Phys. Rev. C9 (1974) 1543.

[31] J.D. Vergados, Nucl. Phys. A111 (1968) 681.

[32] R.M. DeVries, Nucl. Phys. A212 (1973) 207.

[33] S. Landowne, R.A. Broglia et B. Nilsson, Proceedings of the Nashville Conference (1974) Vol. I. p. 49.

[34] P.R. Christensen, O. Hansen, J.S. Larsen, D. Sinclair et F. Videbaek, Phys. Letters. 45B (1973) 107.

[35] J.D. Garrett, Heidelberg Symposium on Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions, (1974), BNL-19287.

[36] B. Sorensen, Phys. Lett. 53B (1974) 285.

[37] M. Vergnes, Réunion des utilisateurs d'accélérateurs tandem, Mont Sainte-Odile (15-17 mai 1974).

[38] C. Détraz, F. Pougheon, M. Bernas, M. Langevin, P. Roussel et J. Vernotte, Nucl. Phys. A228 (1974) 39.

[39] D. Kurath, International School of Physics "Enrico Fermi" (1974).

TRANSFERTS D'UN GRAND NOMBRE DE NUCLEONS INDUITS PAR UN FAISCEAU DE ^{14}N SUR LES CIBLES ^{12}C ET ^{16}O

Dans cette partie nous traiterons des transferts d'un grand nombre de nucléons ($n \geq 8$). Nous verrons que de telles réactions induites par ^{14}N sur les cibles ^{12}C et ^{16}O procèdent essentiellement par la formation d'un noyau composé. Nous rappellerons le formalisme du modèle statistique de Hauser-Feshbach et nous l'appliquerons à nos données. Nous montrerons qu'une telle analyse des réactions induites par ions lourds peut apporter, elle aussi, des informations sur la spectroscopie nucléaire. Nous déduirons en outre de cette étude un certain nombre de renseignements sur les interactions entre ions lourds.

CHAPITRE V

ASPECTS QUALITATIFS DES INTERACTIONS $^{12}C + ^{14}N$ ET $^{16}O + ^{14}N$

Les interactions $^{12}C + ^{14}N$ et $^{16}O + ^{14}N$ permettent d'atteindre de grandes énergies d'excitation dans les noyaux composés : $(15, + 0,64\ E_i)$ MeV dans ^{26}Al et $(18,3 + 0,53\ E_i)$ MeV dans ^{30}P où E_i est l'énergie du faisceau de ^{14}N dans le système du laboratoire. De plus les moments angulaires apportés par la voie d'entrée sont importants : typiquement de 10 à 20 $\hbar$ dans notre cas. Cet apport de grands moments angulaires est une caractéristique des réactions entre ions lourds ; en effet, si le projectile était un proton, on pourrait atteindre par exemple une énergie d'excitation de 50 MeV dans ^{26}Al avec un moment angulaire de l'ordre de 6 $\hbar$ alors qu'il est de 21 $\hbar$ lorsqu'on obtient cette énergie d'excitation par le système $^{14}N + ^{12}C$.

L'émission de particules légères (n,p,d,t et α) provient principalement de l'évaporation du noyau composé car ces particules ont des énergies de liaison faibles devant l'énergie disponible. Dans le cas des particules sortantes plus lourdes, la compétition est plus ouverte entre les mécanismes de transfert direct ou de formation d'un noyau composé ; en effet, si la masse sortante est relativement proche de celle du projectile ou de la cible, un transfert direct d'un agrégat peut avoir une bonne probabilité alors que la section efficace d'évaporation du noyau composé diminue avec la masse et la charge des ions émis.

V.1 La sélectivité des réactions avec formation du noyau composé.

Comme les réactions de transfert direct, les réactions induites par ions lourds procédant par la formation d'un noyau composé peuvent aussi présenter une population sélective des états résiduels.

De tels exemples sont montrés pour les spectres en énergie des réactions $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$ et $^{12}C(^{14}N,\alpha)^{22}Na$ sur les figures 30 et 31 . On remarque que seuls quelques états sont sélectivement peuplés dans la région de haute énergie d'excitation où existe une "mer" de niveaux.

Une semblable sélectivité peut être aussi observée dans la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ (figure 32) car seuls un certain nombre d'états, généralement connus comme ayant des hauts spins, dominent le spectre à haute énergie d'excitation.

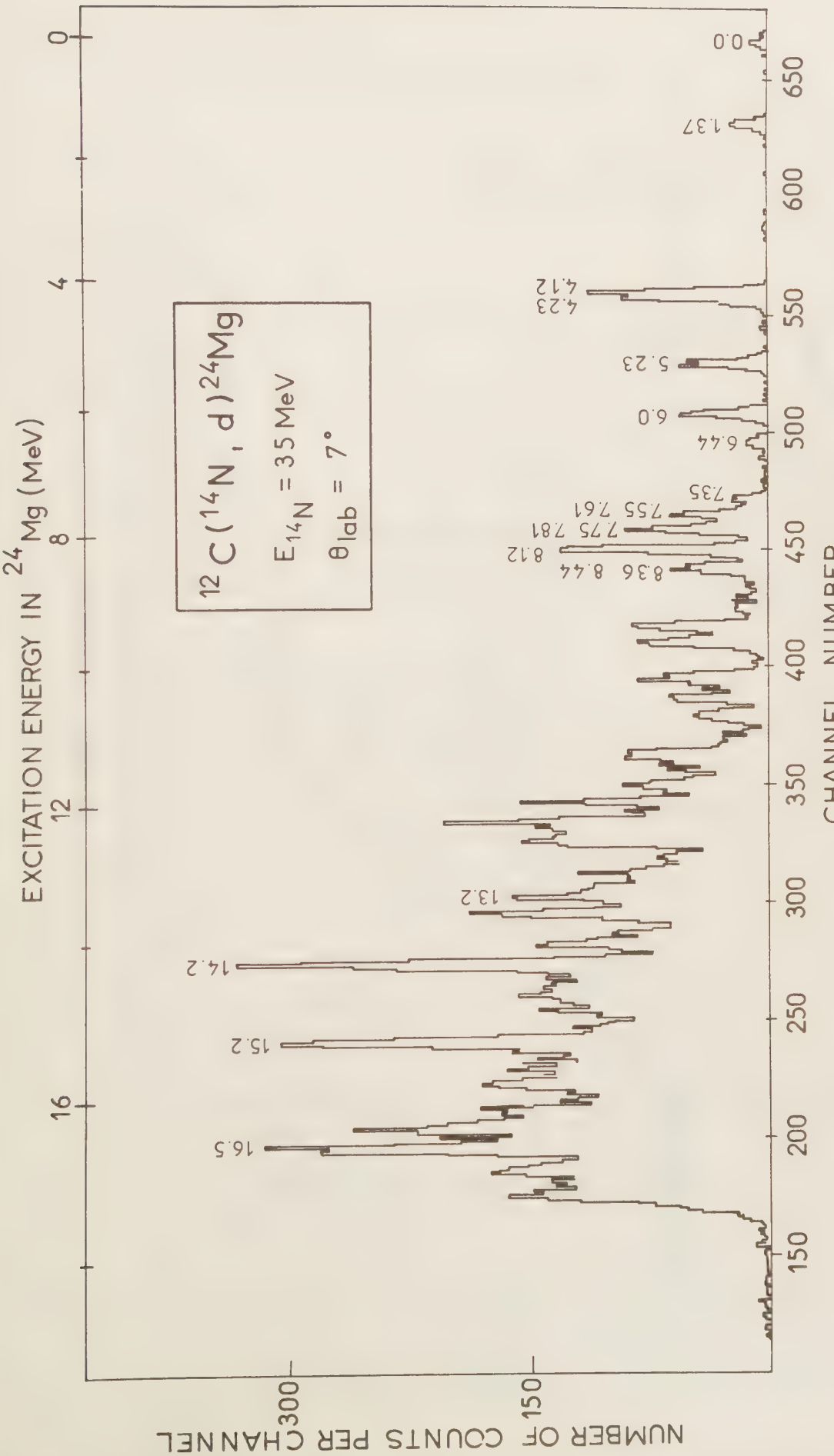

Fig. 30 Spectre en énergie de la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$.

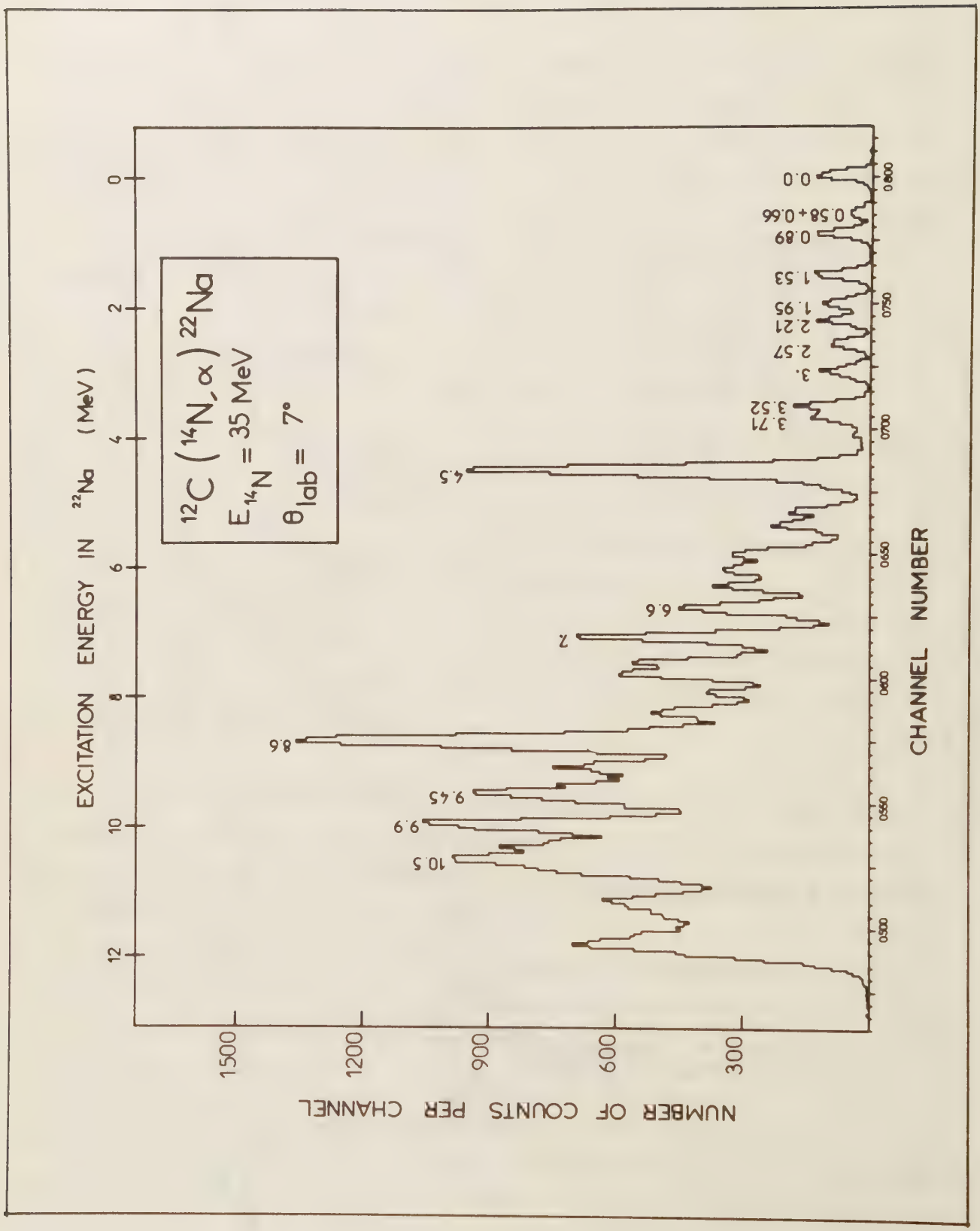

Fig. 31 Spectre en énergie de la réaction $^{12}C(^{14}N,\alpha)^{22}Na$.

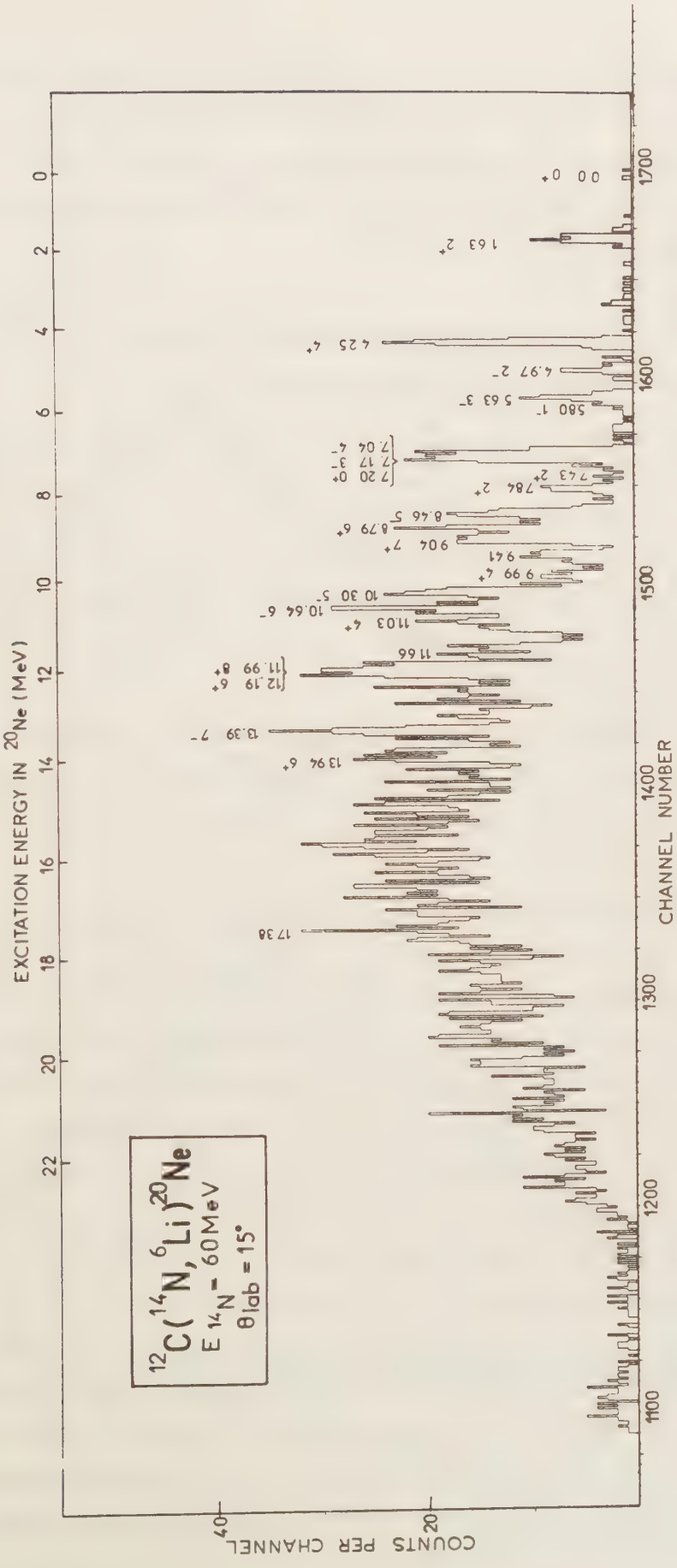

Fig. 32 Spectre en énergie de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$.

Un tel aspect est aussi illustré sur la figure 33 où l'on compare les spectres en énergie des réactions $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ et $^{16}O(^{14}N,^{6}Li)^{24}Mg$. On peut remarquer en outre une nette similitude entre ces deux spectres. L'analyse par le modèle statistique a permis de bien rendre compte de cette sélectivité pour la réaction $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ [1].

Cette sélectivité ou son absence dans les réactions induites par ions lourds peut être expliquée grâce à quelques arguments qualitatifs :

. Le moment angulaire maximal J_{max} dans la voie d'entrée pour lequel le noyau composé peut être formé donne la contribution principale aux sections efficaces car elles sont proportionnelles à 2J+1 (J étant les moments angulaires possibles) et le nombre de voies ouvertes est faible pour les grandes valeurs de J. Nous verrons plus loin (chapitre VI) en examinant l'expression des sections efficaces que, si on ne considère que la valeur J_{max}, on rend compte des grandes lignes de la réaction.

. On évalue le moment angulaire orbital maximal l'_{max} qui peut être emporté dans la voie de sortie ; il dépend de la masse réduite du système final et du bilan énergétique et ainsi donc de l'énergie d'excitation dans le noyau résiduel.

. Comme on ne peut peupler de façon importante dans le noyau résiduel que des états de spin I' compris entre $|J_{max} - l'_{max}|$ et $J_{max} + l'_{max}$, on estime ensuite la densité des niveaux ayant de tels spins. S'il n'existe qu'un petit nombre de tels niveaux de façon que leur espacement soit grand devant la résolution expérimentale, on observera une population sélective ; par contre, si le nombre est trop élevé, cette sélectivité n'existera pas.

Par exemple, dans le cas de la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$ à $E(^{14}N) = 35$ MeV, le moment angulaire d'effleurement dans la voie d'entrée est $J_{gr} = 13\hbar$ et, pour une énergie d'excitation de 15 MeV dans ^{24}Mg, on a en voie de sortie $l'_{gr} \simeq 4\hbar$. Malgré la complication due au spin non nul de ^{14}N et d on peut estimer que l'on favorisera des états de spin plus grand que 7 ou $8\hbar$ dont la densité est faible dans cette région ($\simeq$ 4 niveaux par MeV ayant I' compris entre 6 et $14\hbar$ [2]). On s'attend donc à un peuplement sélectif de tels niveaux (figure 30), et en effet les états observés à 14,2; 15,2 et 16,5 MeV peuvent être identifiés comme les niveaux dont les spins et parités ont été mesurés comme étant respectivement 8^+, 7^- et un doublet $8^+ + 9^-$ [3].

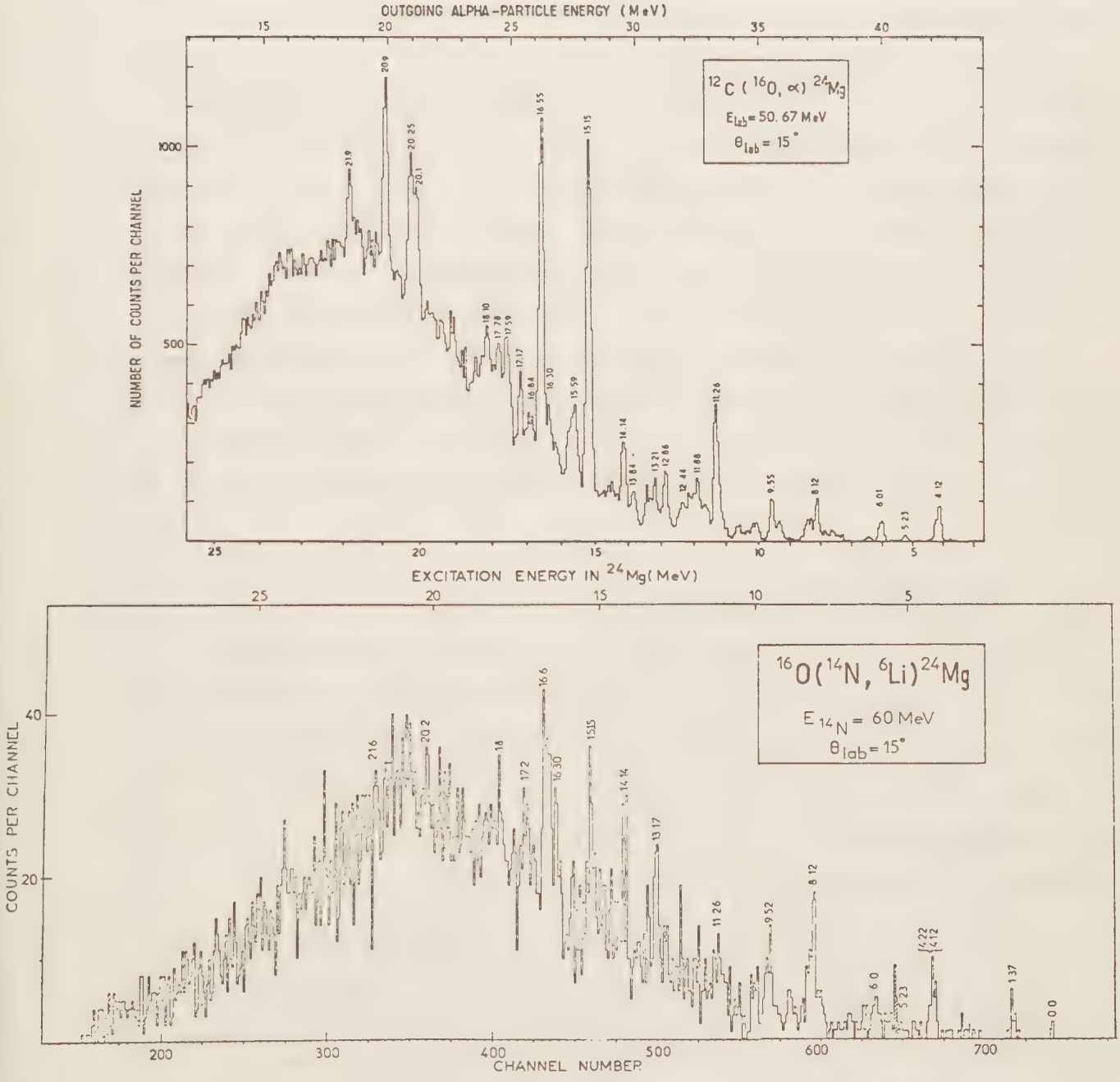

Fig. 33 Comparaison des spectres en énergie des réactions $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ et $^{16}O(^{14}N, ^{6}Li)^{24}Mg$.

Ces aspects qualitatifs ont permis d'expliquer les sélectivités ou leur absence dans beaucoup de réactions procédant par formation de noyau composé [4] ; cependant ces aspects pourraient tout aussi bien s'appliquer à des réactions de transfert direct.

En effet, exception faite de l'influence du facteur de forme, difficile d'ailleurs à évaluer quand le nombre de nucléons transférés est grand, le transfert direct favoriserait aussi les états de grands spins. La raison est que les transferts de moments angulaires $\Delta L \simeq |J_{gr} - 1'_{gr}|$ sont favorisés car ils permettent de relier aisément les ondes optiques des voies d'entrée et de sortie et ainsi la section efficace décroît moins vite avec l'énergie d'excitation du noyau résiduel quand le spin est grand (figure 24).

Donc la sélectivité observée n'est pas suffisante pour déterminer quel est le mécanisme prépondérant de la réaction. Cela signifie qu'il ne faut pas limiter l'étude à l'observation des spectres en énergie mais que d'autres données sur la réaction, telles que des distributions angulaires, doivent être étudiées.

V.2 : Les distributions angulaires.

En effet l'une des caractéristiques expérimentales du mécanisme de noyau composé est la symétrie des distributions angulaires par rapport à $\theta_{c.m.} = 90°$. Un exemple est montré sur la figure 34 pour la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$ étudiée à 35 MeV. Les distributions angulaires de l'ensemble des états de ^{24}Mg, présentées sur la figure 34, ont cette symétrie ; le peuplement des niveaux dans cette réaction est ainsi confirmé comme étant dû principalement à la désintégration du noyau composé ^{26}Al.

L'identification expérimentale de particules lourdes de faible énergie est plus difficile que celle des ions légers ; aussi l'étude des réactions $(^{14}N, ^{6}Li)$ n'a été d'abord faite qu'aux angles vers l'avant jusqu'à $\theta_{c.m} \simeq 120°$. Les premières distributions angulaires obtenues pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ [5] (figure 35) ont alors été interprétées comme une évidence en faveur d'un mécanisme de transfert direct car elles sont piquées aux angles vers l'avant. Cependant les résultats obtenus à Oxford [6] pour cette réaction à 76 MeV (figure 36) montrent très bien la symétrie par rapport à $\theta_{c.m.} = 90°$.

Nos mesures de distributions angulaires pour la réaction $^{16}O(^{14}N, ^{6}Li)^{24}Mg$ (figure 37) montrent aussi une remontée de la section efficace aux angles vers

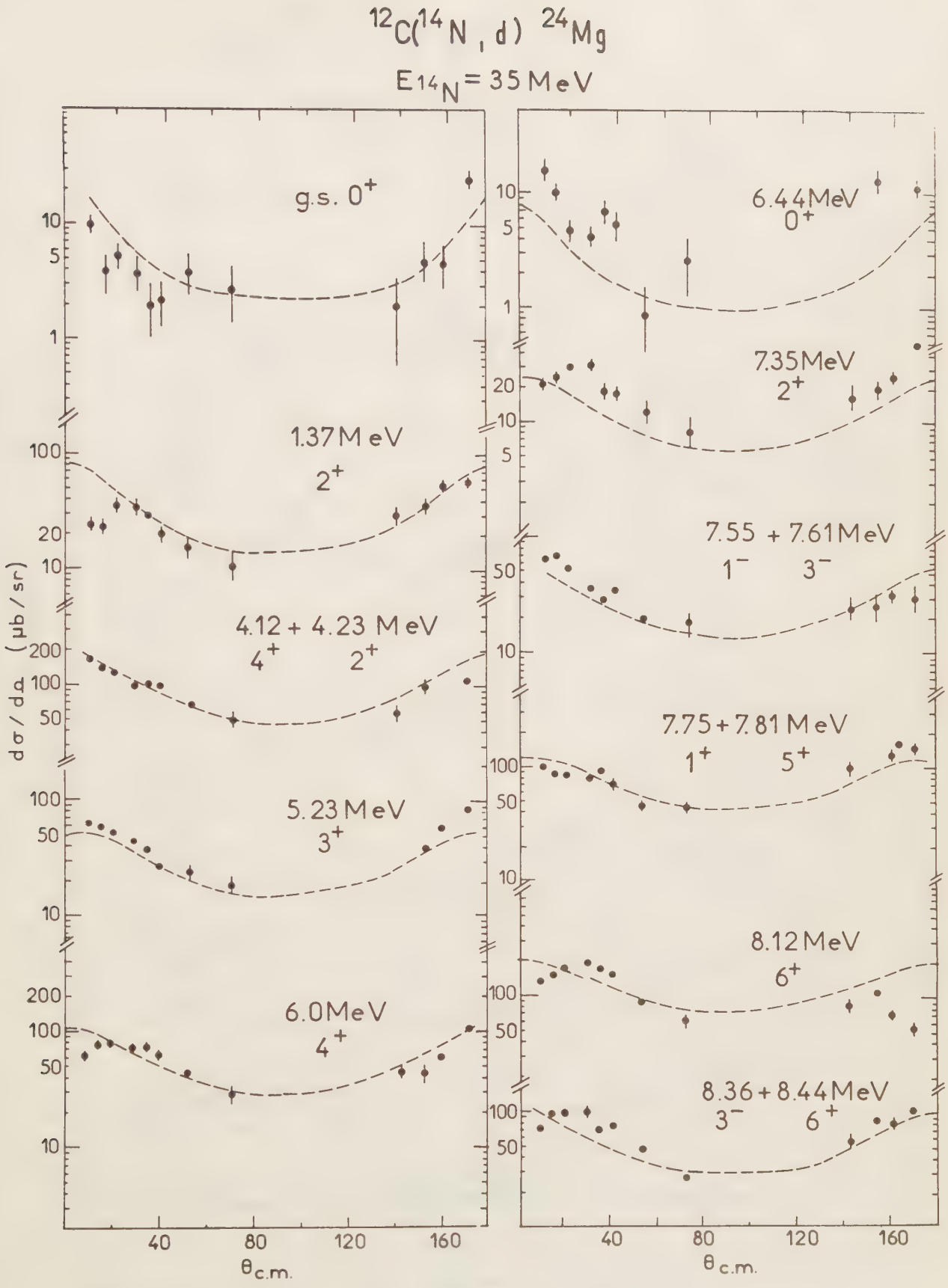

Fig. 34 Distributions angulaires pour la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$. Les courbes sont les résultats de calculs Hauser-Feshbach.

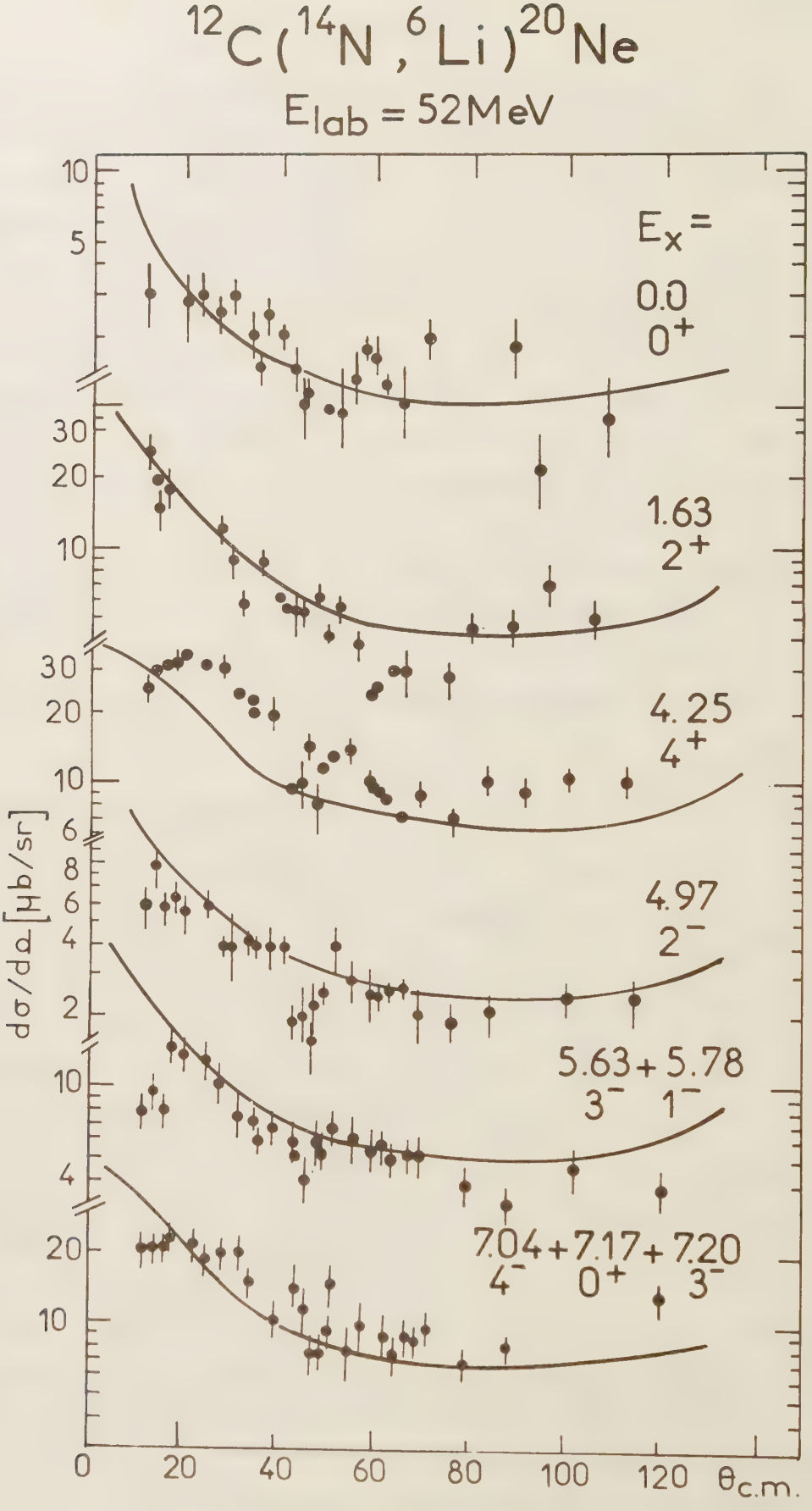

Fig. 35 Distributions angulaires pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à 52 MeV. Les courbes sont les résultats de calculs Hauser-Feshbach.

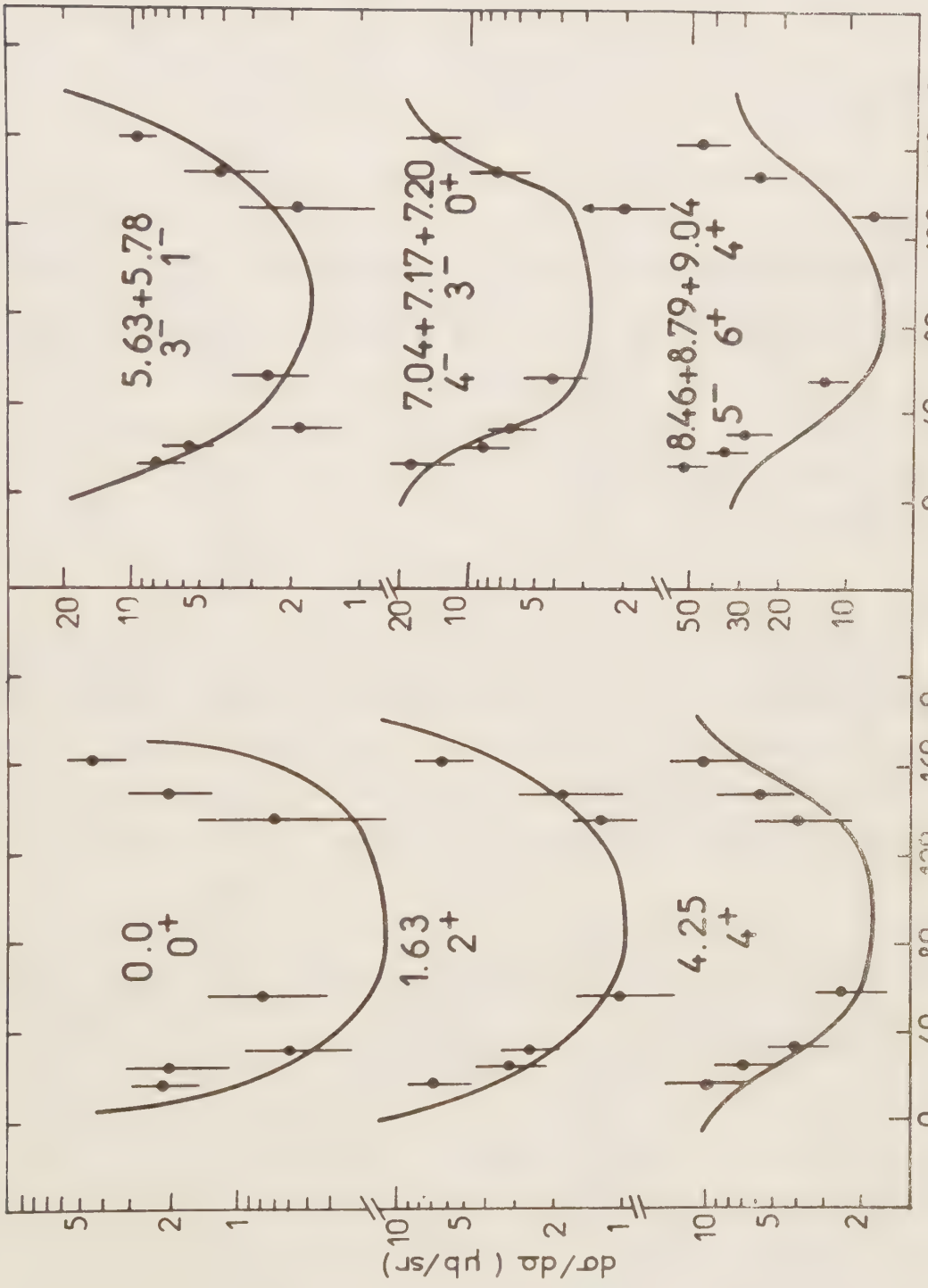

Fig. 36 Distributions angulaires pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{2D}Ne$ à 76 MeV.
Les courbes sont les résultats de calculs Hauser-Feshbach.

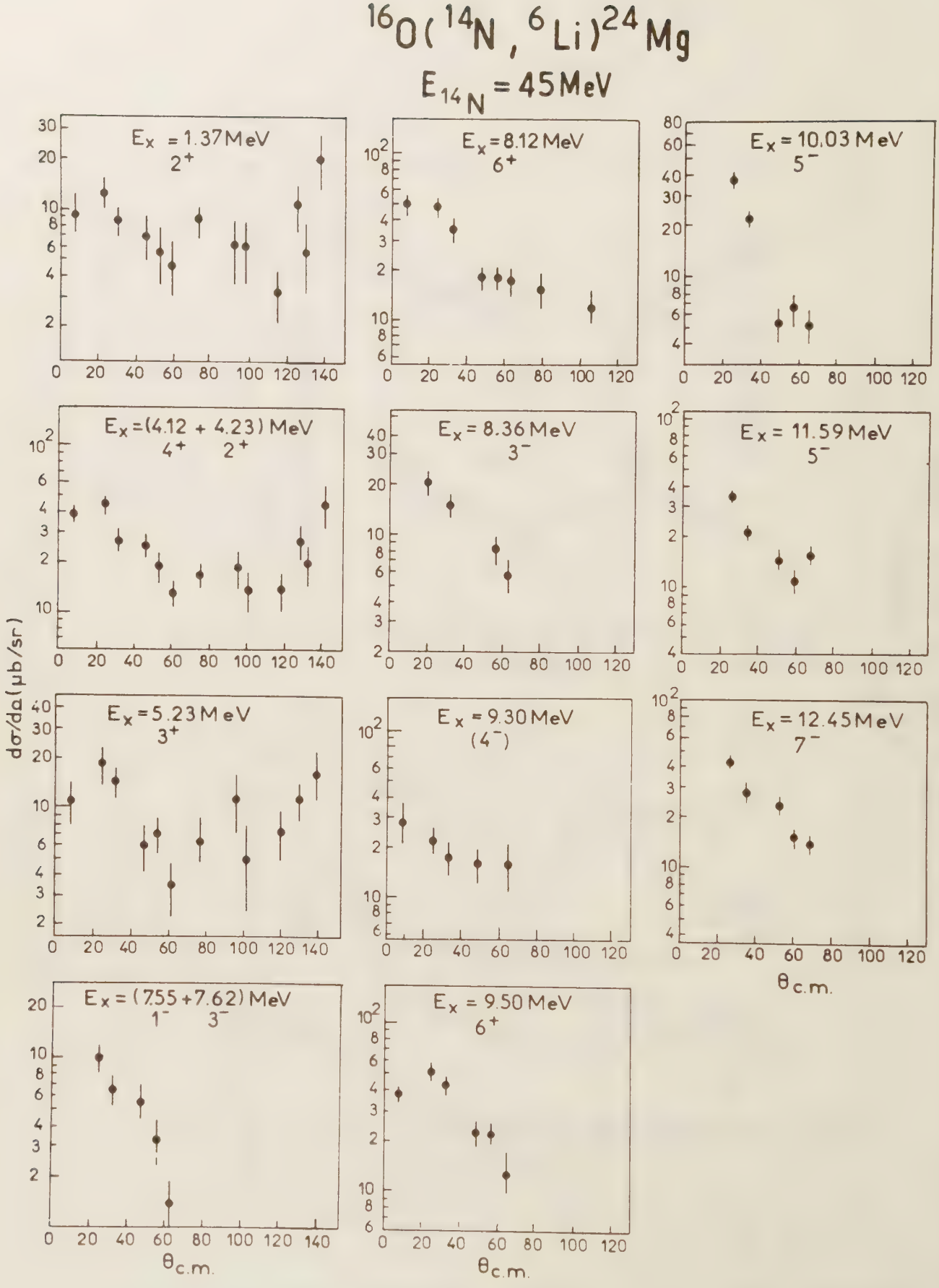

Fig. 37 Distributions angulaires pour la réaction $^{16}O(^{14}N, ^{6}Li)^{24}Mg$.

l'arrière pour les états qui ont pu être observés dans ce domaine angulaire.

Au vu de ces distributions angulaires, on pourrait conclure comme le groupe d'Oxford [6] que la réaction (^{14}N, ^{6}Li) aux énergies étudiées procède essentiellement par formation d'un noyau composé. Particulièrement, ces distributions angulaires peuvent être reproduites par une courbe en $1/\sin\theta$ comme on l'attend pour la désintégration d'un noyau composé formé avec un grand spin.

Néanmoins le transfert direct pourrait aussi présenter de telles formes de distributions angulaires. Si on admet que le transfert direct est favorisé aux angles vers l'avant dans la direction du noyau donneur , on peut imaginer par exemple pour le système $^{14}N + {}^{12}C$, que si le transfert direct de 8 nucléons $^{12}C(^{14}N, {}^{6}Li)^{20}Ne$ contribue à l'avant, le transfert de 6 nucléons $^{14}N(^{12}C, {}^{6}Li)^{20}Ne$ peut être à l'origine de la remontée aux angles vers l'arrière car, a priori, ces deux transferts peuvent avoir des probabilités équivalentes. Cette ambiguïté existe ici parce que les noyaux dans la voie d'entrée sont de masses voisines ; en effet si l'un des ions était bien plus gros que l'autre, on pourrait alors supposer que le transfert d'un agrégat très lourd est beaucoup moins probable.

Ces aspects qualitatifs ne permettent pas de trancher en faveur d'un mécanisme de réaction ; il convient donc de comparer les données avec les prévisions d'un modèle de réaction. La formation d'un noyau composé semblant cependant avoir une contribution importante, nous appliquerons le modèle statistique de Hauser-Feshbach après en avoir rappelé le formalisme

CHAPITRE VI

LE MODELE STATISTIQUE

A la conception des premiers modèles de réaction nucléaire, l'expression "noyau composé" était utilisée pour désigner un noyau excité dans un état de durée de vie suffisamment longue pour rendre son mode de désintégration indépendant de son mode de formation [7]. Cependant, quand l'énergie d'excitation atteinte dans le noyau est relativement grande, les niveaux se recouvrent et leurs interférences peuvent conduire à des fluctuations de sections efficaces. Néanmoins, si on fait une moyenne sur un intervalle d'énergie plus grand qu'une largeur caractéristique de la durée de vie du noyau, l'hypothèse de Bohr est à nouveau valable.

Le modèle statistique permet de calculer les sections efficaces ainsi moyennées lorsque l'on atteint des énergies d'excitation dans le noyau composé suffisamment élevées pour que les résonances étroites ne puissent plus être considérées individuellement.

VI.1 Les sections efficaces du modèle statistique.

L'hypothèse d'indépendance permet d'écrire la section efficace d'un processus ($\alpha\alpha'$) comme :

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \sigma_{comp}(\alpha)\frac{D(\alpha')}{\sum_{\alpha''} G(\alpha'')} \quad ; \tag{45}$$

$\sigma_{comp}(\alpha)$ est la section efficace avec laquelle le noyau composé a été formé par la voie d'entrée α; la probabilité de désintégration vers la voie α' est $D(\alpha')$ et la probabilité totale de désintégration du noyau est $\sum_{\alpha''} G(\alpha'')$ où la somme sur α'' désigne l'ensemble de toutes les voies de sortie possibles.

A l'hypothèse de Bohr on ajoute le théorème de réciprocité qui rend compte de l'invariance du processus physique par renversement du temps et de la conservation du flux de particules :

$$k_\alpha^2 \, \overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = k_{\alpha'}^2 \, \overline{\sigma}_{\alpha'\alpha} \quad . \tag{46}$$

Le modèle Hauser-Feshbach[8] a permis d'introduire la conservation du moment angulaire total et de la parité dans le modèle d'évaporation.

Chaque voie α est caractérisée par les nombres quantiques suivants :

I et i les spins de chaque particule,

s = I + i le spin total de la voie,

ℓ le moment orbital relatif des deux particules,

J = s + ℓ est le moment angulaire total de l'état du noyau composé,

Π est la parité totale.

Dans les formules qui suivent, les indices non primés caractérisent la voie d'entrée, ils sont primés une fois pour la voie de sortie considérée et doublement primés pour désigner toutes les voies de sortie possibles . On a les relations suivantes :

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s} = \vec{\ell}' + \vec{s}' = \vec{\ell}'' + \vec{s}''$$

$$\Pi = \Pi_s (-1)^{\ell} = \Pi_{s'} (-1)^{\ell'} = \Pi_{s''} (-)^{\ell''}$$

Le théorème de réciprocité s'écrit alors :

$$\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \frac{k^2_{\alpha'}}{k^2_{\alpha}} \frac{(2I'+1)\ (2i'+1)}{(2I+1)\ \ (2i+1)} \bar{\sigma}_{\alpha'\alpha} \quad . \tag{47}$$

On peut considérer la décomposition de $\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}$ en contributions partielles d'états ($J\Pi$) du noyau composé :

$$\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} \sum_{J\Pi} \bar{\sigma}^{J\Pi}_{\alpha\alpha'} \quad . \tag{48}$$

La section efficace totale s'écrit alors [9] :

$$\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k^2_{\alpha}} \sum_{J\Pi} \frac{2J+1}{(2I+1)\ (2i+1)} \left| S(\alpha\ell s, \alpha'\ell's', J\Pi) \right|^2 \tag{49}$$

où $S(\alpha\ell s, \alpha'\ell's', J\Pi)$ est l'amplitude de diffusion de l'état $(\alpha\ell s)$ vers l'état $(\alpha'\ell's')$, le système composé ayant un moment angulaire total J et une parité Π.

La section efficace différentielle s'écrit de manière générale [10] :

$$\overline{\frac{d\sigma}{d\Omega}\alpha\alpha'} = \frac{1}{4k_\alpha^2} \sum_{\substack{ss'Jj\\ \ell_1\ell_2\ell'_1\ell'_2L}} (-1)^{s'-s} Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, sL) Z(\ell'_1 J_1 \ell'_2 J_2, s'L)$$

$$\times \text{ Réel } \left[S(\alpha\ell_1 s, \alpha'\ell'_1 s', J_1 \Pi_1)\ S^*(\alpha\ell_2 s, \alpha'\ell'_2 s', J_2 \Pi_2) \right] P_L(\cos\theta) \qquad (50)$$

où $Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, sL) = \hat{\ell}_1 \hat{J}_1 \hat{\ell}_2 \hat{J}_2 \ \langle \ell_1 0 \ell_2 0 | L0 \rangle \ W(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2; sL)$

avec les notations du chapitre III pour les coefficients de couplage vectoriel ; $Z(\ell'_1 J'_1 \ell'_2 J_2, s'L)$ a une forme semblable ; $P_L(\cos\theta)$ sont les polynômes de Legendre. Pour obtenir les formules de Hauser-Feshbach il faut relier l'amplitude de diffusion et les coefficients de transmission du modèle optique :

L'amplitude de diffusion S se sépare en une partie variant lentement avec l'énergie S_p et une partie décrivant les résonances S_R qui varient rapidement

$$S(\alpha\ell s\ \alpha'\ell's', J\Pi) = S_p(\alpha\ell s, \alpha'\ell's', J\Pi) + S_R(\alpha\ell s, \alpha'\ell's', J\Pi).$$

En faisant l'hypothèse de distributions au hasard des amplitudes de diffusion, on montre que :

$$\langle | S_R(\alpha\ell s, \alpha'\ell's', J\Pi) |^2 \rangle = \frac{2\pi}{D_J^\Pi} \ \frac{\langle \Gamma_{\alpha s\ell}, J\Pi \rangle \langle \Gamma_{\alpha' s'\ell'}, J\Pi \rangle}{\langle \Gamma_{J\Pi} \rangle} \qquad (51)$$

où D_J^Π est l'espacement des niveaux et $\Gamma_{\alpha s\ell}$, $\Gamma_{\alpha s'\ell'}$ et Γ sont des largeurs de niveaux.

Pour la voie α les coefficients de transmission T_ℓ s'écrivent :

$$T_\ell = 2\pi \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha s\ell}}{D_J^\Pi} \right\rangle - \pi^2 \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha s\ell}}{D_J^\Pi} \right\rangle^2 . \qquad (52)$$

Si $\left\langle \frac{\Gamma}{D} \right\rangle << 1$ on obtient $T_\ell \approx 2\pi \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha s\ell}}{D_J^\Pi} \right\rangle$.

En utilisant cette relation approchée et les équations 51 et 49 on obtient pour la section efficace totale :

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\Pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\left(\sum_{\ell s} T_\ell(\alpha)\right)_{J\Pi} \left(\sum_{\ell' s'} T_{\ell'}(\alpha')\right)_{J\Pi}}{\left(\sum_{\alpha''\ell''s''} T_{\ell''}(\alpha'')\right)_{J\Pi}} \qquad (53)$$

où $|J-s'| \leq \ell \leq J+s$ et $|I-i| \leq s \leq I+i$ et des relations analogues pour les quantités primées. Les valeurs de ℓ sont en outre limitées par la conservation de la parité.

En faisant l'hypothèse de distributions au hasard des phases des amplitudes de diffusion, on peut négliger les termes croisés dans l'expression 50 , c'est-à-dire que l'on ne prend pas en compte les interférences entre les ondes partielles dans les voies d'entrée et de sortie. En utilisant la même relation que précédemment entre l'amplitude de diffusion et les coefficients de transmission, on obtient l'expression de Hauser-Feshbach pour les sections efficaces différentielles :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\alpha\alpha'} = \frac{1}{4k_\alpha^2} \sum_L \sum_{J\Pi} \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{s\ell} T_\ell(\alpha) \sum_{s'\ell'} \frac{T_{\ell'}(\alpha')}{\sum_{s''\ell''\alpha''} T_{\ell''}(\alpha'')}$$

$$Z(\ell J \ell J; sL) Z(\ell' J \ell' J; s' L) \, (-1)^{s-s'} P_L(\cos\theta) \cdot \qquad (54)$$

On peut remarquer que seules les valeurs de L paires sont permises par les propriétés des coefficients Z ; cela implique une symétrie des sections efficaces différentielles par rapport à 90°.

Les expressions 53 et 54 sont celles que nous avons utilisées dans nos calculs. Ces deux formules peuvent aussi s'écrire sous une forme plus compacte, par exemple :

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma_{comp}(J) \frac{D(J)}{G(J)} \qquad (55)$$

où $D(J) = \left(\sum_{s'\ell'} T_{\ell'}(\alpha')\right)_{J\Pi}$ représente la désintégration vers la voie de sortie considérée et le dénominateur $G(J) = \left(\sum_{\alpha''\ell''s''} T_{\ell''}(\alpha'')\right)_{J\Pi}$ désigne toutes les voies de sortie.

VI.2 Les densités de niveaux

L'évaluation de G(J) nécessite en principe la connaissance de toutes les voies de sortie ; en particulier, il faudrait introduire tous les états excités accessibles dans les noyaux résiduels; leur nombre devient rapidement très grand quand l'énergie d'excitation croît et il est nécessaire d'approximer leur influence par des formules de densité de niveaux à partir d'une certaine énergie d'excitation E_c :

$$G_{\alpha''}(J) = \sum_{\ell'' s''} \left(\sum_{E_x=0}^{E_c} T_{\ell''}(\alpha'') + \int_{E_c}^{E_{max}} T_{\ell''}(\alpha'') \rho(E'', I'', \Pi) dE'' \right) . \qquad (56)$$

Ici α'' désigne une paire de particules émises par le noyau composé quelles que soient leurs énergies d'excitation, les niveaux discrets connus sont introduits jusqu'à E_c. Nous n'avons considéré que l'émission de deux particules à la fois et nous n'avons pas pris en compte la désexcitation par rayonnement gamma. I" ne peut dépasser une certaine valeur pour une énergie d'excitation donnée $E_x^{I_{max}}$ (ligne yrast); ici nous avons limité I" par :

$$E_x^{I_{max}} = Y . I''_{max} (I''_{max} + 1) \text{ où } Y = \frac{\hbar^2}{2 \mathcal{J}_{rig.}} .$$

$\mathcal{J}_{rig.}$ est le moment d'inertie d'une sphère rigide : $\mathcal{J}_{rig} = \frac{2}{5} r_o^2 A^{5/3}$ où A est la masse du noyau.

La densité de niveaux est calculée comme étant celle d'un gaz de fermions où les niveaux à une particule sont également espacés avec une densité g. La densité d'états à une énergie d'excitation est, dans un tel modèle [11] :

$$\rho(E_x) = \frac{6^{1/4}}{12} g^{-1/4} U^{-5/4} \exp \left[2\sqrt{\frac{\pi^2 g U}{6}} \right] \qquad (57)$$

avec $U = \frac{\pi^2}{6} g t^2 = a t^2 = E_x - \Delta$

où a est le paramètre de densité de niveaux et Δ l'énergie d'appariement, t est la température nucléaire.

La densité de niveaux ayant un spin I donné s'écrit [11] :

$$\rho(E_x,I) = \frac{2I+1}{2(2\pi)^{1/2}\sigma^3}\ \rho(E_x)\exp\ -\left[\frac{I(I+1)}{2\sigma^2}\right] \qquad (58)$$

où $\sigma^2 = gt\ \langle m^2\rangle$ est le paramètre de "spin cut-off" ; $\langle m^2\rangle$ est la valeur moyenne du carré de la projection du moment angulaire des états, l'équation 58 est obtenue en supposant une répartition gaussienne de $\langle m^2\rangle$.

Pour un gaz de Fermi on peut relier $g\langle m^2\rangle$ au moment d'inertie du noyau $\mathcal{J}_{rig}$:

$$\mathcal{J}_{rig} = \hbar^2 g\langle m^2\rangle \text{ et ainsi } \sigma^2 = \frac{\mathcal{J}_{rig}\,t}{\hbar^2}\ .$$

En regroupant les équations 57 et 58 on obtient :

$$\rho(E_x,I) = \frac{\exp\left[2\sqrt{aU}\right]}{12a^{1/4}(2\sigma^2)^{3/2}\ U^{5/4}}\ F(I) \qquad (59)$$

où

$$F(I) = (2I+1)\exp\left[-I(I+1)/2\sigma^2\right]\ . \qquad (60)$$

Il faut aussi remarquer que l'on suppose la densité d'états indépendante de la parité :

$$\rho(E,I,\Pi) = 1/2\ \rho(E,I) \qquad (61)$$

Dans les calculs présentés ici, nous utiliserons cette approximation pour la densité de niveaux. Trois paramètres interviennent dans l'évaluation de $\rho(E,I)$:

- Δ qui corrige l'énergie d'excitation de l'énergie d'appariement [11],
- a le paramètre de densité de niveaux qui est obtenu empiriquement à partir d'études systématiques [11, 12, 13],
- r_o qui permet de calculer $\mathcal{J}_{rig}$, Y et σ^2.

VI.3. Restrictions du modèle statistique.

VI.3.1. Validité des formules de Hauser-Feshbach.

L'amplitude de diffusion est reliée aisément aux coefficients T_ℓ lorsque l'on a la relation $\langle\frac{\Gamma}{D}\rangle << 1$ (équation 52). Dans les réactions étudiées ici, cette relation n'est certainement pas satisfaite car les énergies d'excitation atteintes dans le noyau composé sont très grandes et l'espacement des niveaux est plus petit que leurs largeurs. Néanmoins les accords obtenus entre l'expérience et le calcul Hauser-Feshbach même quand $\langle\frac{\Gamma}{D}\rangle >> 1$ et les dérivations théoriques [14] ont montré l'applicabilité du modèle dans ces conditions. A cet égard il est remarquable que P.A. Moldauer [14] en 1974 ait constaté que, malgré 37 ans d'existence [15], aucune dérivation théorique n'a été trouvée pour expliquer la validité générale de ce modèle.

VI.3.2. Les fluctuations d'Ericson.

Si l'intervalle ΔE sur lequel on moyenne les sections efficaces expérimentales est inférieur à la largeur des niveaux dans le noyau composé, on peut s'attendre à ce que les grandeurs mesurées fluctuent autour de la valeur moyenne calculée par le modèle statistique. Les résolutions expérimentales (100 à 200 keV) sont de l'ordre de grandeur des largeurs des niveaux dans la région d'énergie d'excitation atteinte ici : l'estimation [2] $\Gamma \simeq 14 \exp - 4.69 \sqrt{A/E_x}$ donne une largeur variant de 110 à 480 keV dans ^{26}Al pour des énergies incidentes $E(^{14}N)$ de 20 à 76 MeV dans les interactions $^{12}C + ^{14}N$.

Cependant, il faut remarquer que les spins des projectiles et des ions sortants sont égaux à 1 pour les réactions $(^{14}N,d)$ et $(^{14}N, ^{6}Li)$. On montre alors que, pour un domaine angulaire assez large autour de 90° c.m, les fluctuations sont réduites grâce au nombre de voies indépendantes [16] :

$$N = \frac{1}{2} (I+1) (2i+1) (2I'+1) (2i'+1) . \qquad (62)$$

La distribution de probabilité $P(\sigma/\langle\sigma\rangle)$ s'exprime en fonction du facteur d'atténuation N :

$$P_N\left(\frac{\sigma}{\langle\sigma\rangle}\right) = \frac{1}{(N-1)!}\left(N\frac{\sigma}{\langle\sigma\rangle}\right)^{N-1} \exp\left[-N\frac{\sigma}{\langle\sigma\rangle}\right] \quad . \qquad (63)$$

Cette distribution est très piquée pour $\sigma = \langle\sigma\rangle$ quand N est grand. Ici N = 4,5 (2I'+1) dans les cas des réactions (^{14}N,d) et (^{14}N,^{6}Li) sur des cibles de spin nul et, expérimentalement, aucune fluctuation importante n'a été mise en évidence dans les fonctions d'excitation de la réaction ^{12}C(^{14}N,^{6}Li)^{20}Ne mesurées aux environs de E(^{14}N) = 52 MeV par pas de 300 keV (système du laboratoire) [5]. On peut ainsi justifier l'analyse par le modèle de Hauser-Feshbach de sections efficaces non moyennées en énergie incidente.

VI.3.3. La durée de vie du noyau composé.

On peut estimer, avec les largeurs données précédemment ($\Gamma \simeq$ 100 à 500 keV) que la durée de vie du noyau composé est de 6,6 à 1,3 10^{-21} s . Cette durée est du même ordre que le temps de rotation du noyau composé (la période de rotation est T $\simeq 8\ 10^{-22}$ s . en supposant que l'énergie d'excitation E_x de ^{26}Al est purement de l'énergie de rotation $E_x = \frac{1}{2}\hbar J(\frac{2\pi}{T})^2$ avec r_o = 1,25 fm). Ces temps ne sont pas néanmoins très grands devant le temps de collision des ions ($\sim 10^{-22}$s ..). Si l'équilibre n'était pas atteint l'application du modèle statistique serait inadéquate . Par contre, si le modèle rend compte de l'expérience, on peut conclure a posteriori que le noyau composé a atteint l'équilibre après la fusion des ions incidents.

VI.3.4. Les densités de niveaux.

Nous utilisons le modèle d'un gaz de Fermi pour obtenir les densités de niveaux ; ce modèle n'est valable que pour $E_x << \varepsilon_f A^{1/3}$ [2] où $\varepsilon_f \simeq$ 37 MeV est l'énergie de Fermi. Pour ^{26}Al par exemple, à E(^{14}N) = 76 MeV on atteint $E_x \simeq$ 50 MeV et la limite de validité du modèle est $E_x <<$ 100 MeV dans les noyaux résiduels.

L'expression de la densité de spin (équation 59) est certainement une mauvaise approximation près de la ligne yrast des noyaux résiduels où le nombre d'états de spin élevé est trop petit pour permettre un traitement statistique. Il faut cependant remarquer que la densité d'états

de bas spin est très grande et qu'une large part de la désintégration du noyau composé se fait vers eux. L'erreur sur le dénominateur G(J) (équation 55) due à la mauvaise évaluation du nombre d'états de grand spin peut être ainsi diminuée.

VI.3.5. Les voies de sortie.

Le calcul du dénominateur G(J) de la formule de Hauser-Feshbach nécessite en principe la description de toutes les voies de sortie énergétiquement possibles. Il semble exclu de tenir convenablement compte de chacune d'elles. Néanmoins nous verrons que, pour les cas étudiés ici, les conditions dynamiques sont telles que ce dénominateur est bien approximé, dans le domaine de moments angulaires J importants pour la réaction considérée, par les seules contributions d'une ou deux voies (ici on entend par voie de sortie un couple de particules émises par le noyau composé quels que soient leurs états respectifs). Le nombre de paramètres se trouve ainsi considérablement réduit et on peut espérer que l'expérience permettra de les fixer.

D'autres restrictions au modèle statistique telles que la limitation du nombre d'ondes contribuant à la formation du noyau composé seront discutées dans l'application de cette analyse à nos résultats expérimentaux.

CHAPITRE VII

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX PAR LE MODELE STATISTIQUE.

Les calculs nécessaires à l'analyse ont été effectués à l'aide du programme initialement écrit par M. Mermaz [17] et modifié par B. Berthier [18].

Dans le cas des réactions de transfert direct, la section efficace est fonction d'un facteur décrivant la dynamique de la réaction et d'un terme dépendant de la structure nucléaire. Par contre, pour les réactions procédant par la formation d'un noyau composé, la section efficace ne dépend pas de la structure nucléaire des états résiduels ; en particulier, le peuplement relatif des états d'un même noyau résiduel ne dépend que de la dynamique de la réaction et du spin et de la parité des niveaux finals.

Le bien-fondé de l'utilisation du modèle statistique pour la réaction étudiée sera démontré par comparaison entre l'expérience et le calcul de la désintégration du noyau composé. Pour un même noyau final, le fait de reproduire par le modèle statistique le peuplement relatif des différents états résiduels peut être interprété comme une évidence en faveur d'un mécanisme prépondérant de type noyau composé pour la réaction considérée.

L'analyse, par le modèle statistique, de distributions angulaires de peuplement d'états individuels dans un noyau final donné pour quelques énergies incidentes permettra d'évaluer l'importance du mécanisme de formation du noyau composé.

VII.1. Analyse des distributions angulaires.

La mesure d'une distribution angulaire permet aussi de s'affranchir en partie des fluctuations des sections efficaces autour de leur valeur moyenne; néanmoins, pour la plupart des réactions présentées dans cette partie, peu d'écarts importants seront observés.

VII.1.1. La réaction $^{16}O(^{14}N, ^{6}Li)^{24}Mg$

Les distributions angulaires de quelques états de ^{24}Mg obtenues à 45 MeV sont comparées aux prévisions du calcul Hauser-Feshbach sur la figure 38. Une

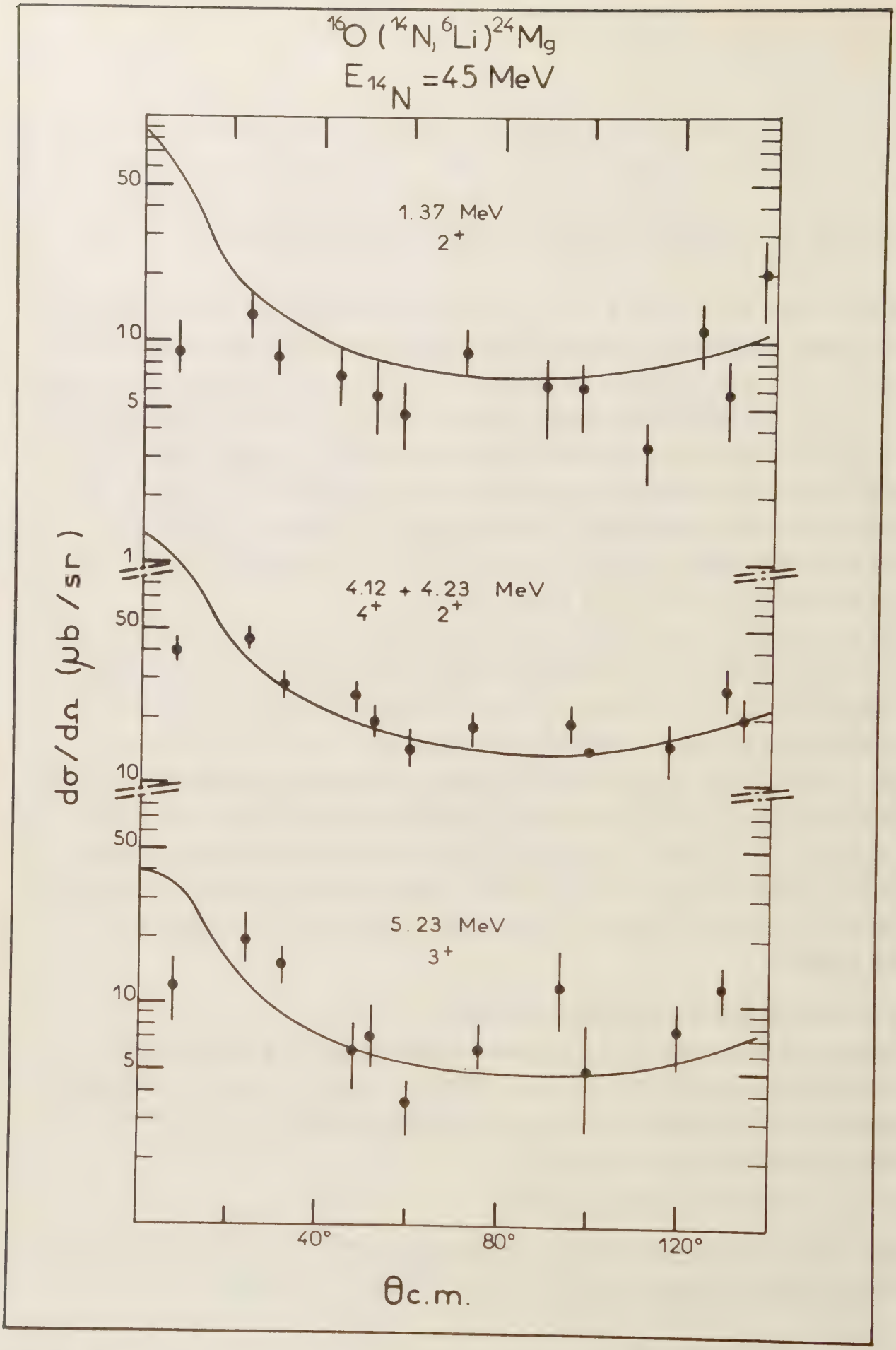

Fig. 38 Distributions angulaires pour la réaction $^{16}O(^{14}N,^{6}Li)^{24}Mg$. Les courbes sont les résultats de calculs Hauser-Feshbach.

normalisation commune aux états a été utilisée entre les valeurs expérimentales et théoriques. Nous discuterons plus loin la détermination des valeurs absolues pour le cas des interactions $^{14}N + ^{12}C$; néanmoins les valeurs relatives de peuplement d'états résiduels dans une même réaction sont peu sensibles aux variations que l'on peut envisager afin de modifier les valeurs absolues théoriques des sections efficaces et on peut conclure ici que la réaction $^{16}O(^{14}N, ^{6}Li)^{24}Mg$ procède essentiellement par la formation du noyau composé ^{30}P.

VII.1.2. La réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$.

Sur la figure 34 sont comparées les prévisions du calcul avec les distributions angulaires expérimentales de la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ mesurées à 35 MeV; une normalisation $\sigma_{exp}/\sigma_{théo} = 1.5$ a été utilisée pour tous les états de ^{24}Mg. Clairement, le peuplement relatif est bien reproduit à quelques exceptions près comme les états 0^+ et 2^+ à 6,44 et 7,35 MeV respectivement. Des calculs théoriques [19] prévoient pour ces états une structure 12 particules-4 trous par rapport à un coeur de ^{16}O; on pourrait ainsi suggérer une contribution possible d'un transfert direct de 12 nucléons; cependant d'autres informations seront nécessaires pour étayer cette hypothèse.

Les paramètres utilisés pour cette étude sont donnés sur le tableau VII.1; ils seront commentés plus loin.

Un accord aussi bon a été obtenu pour différentes énergies incidentes par d'autres groupes :

. A Yale pour $E(^{14}N) = 20$ et 25 MeV [20] ; appliqué à ces données notre propre calcul Hauser-Feshbach reproduit l'expérience avec une normalisation $\sigma_{exp}/\sigma_{théo} \simeq 1$.

. A Heidelberg, Klapdor et al. [21] ont obtenu aussi un bon accord en valeurs relatives pour cette réaction étudiée à 52 MeV (figure 39); la même analyse que précédemment nous a permis d'obtenir un accord semblable. Ce calcul a été aussi utilisé [21] pour suggérer des spins pour les états de ^{24}Mg peuplés par la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$; la sensibilité d'une telle méthode est illustrée sur la figure 40. Nos calculs sont en accord avec les suggestions de ces auteurs ; nous avons pu remarquer en outre que la section efficace de l'état à 16.56 MeV était bien reproduite en supposant, au lieu d'un seul état 10^+ (figure 39), un doublet d'états de spin et parité 8^+ et 9^- comme l'indique

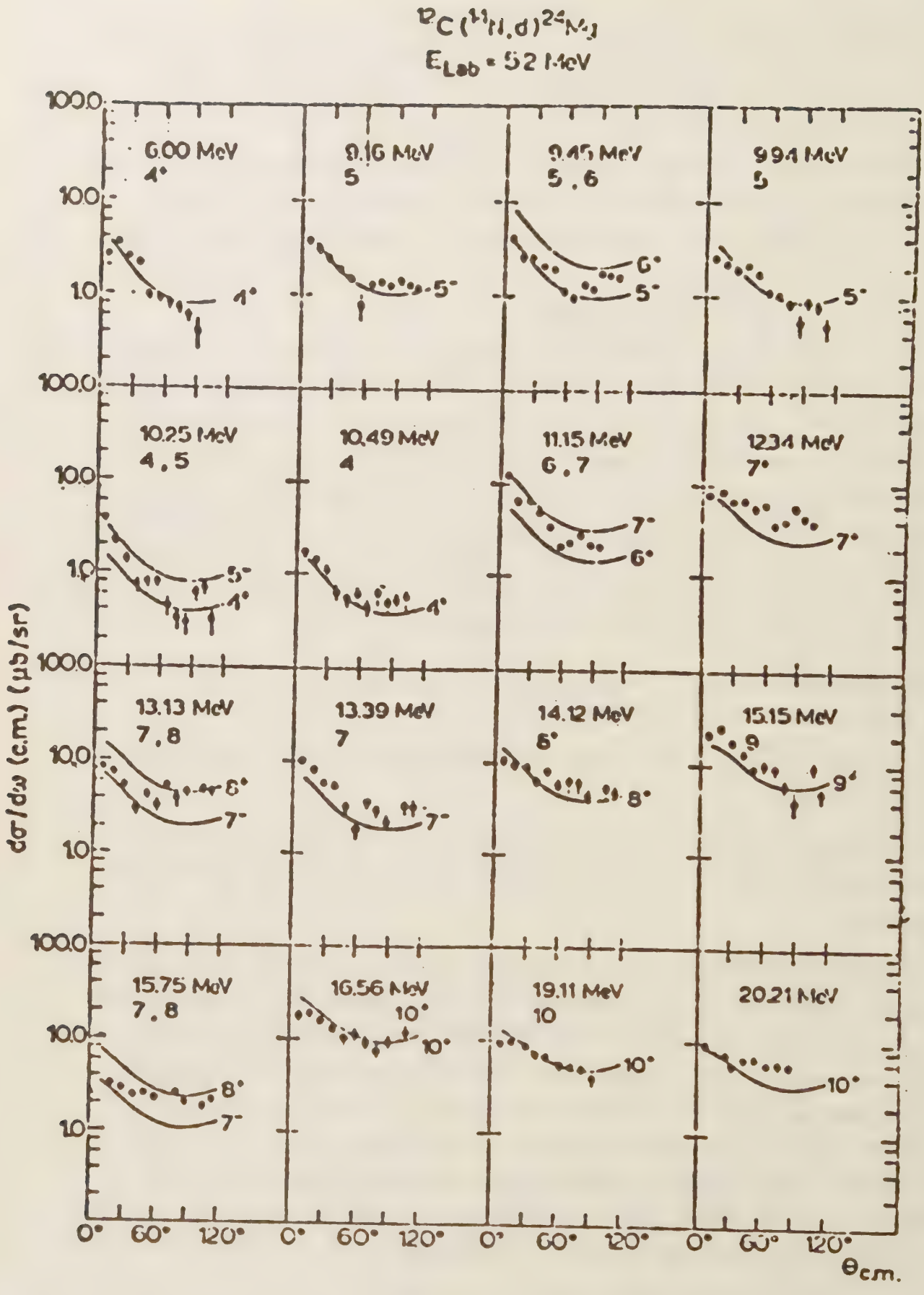

Fig. 39 Distributions angulaires et calculs Hauser-Feshbach pour la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ à 52 MeV (référence 21).

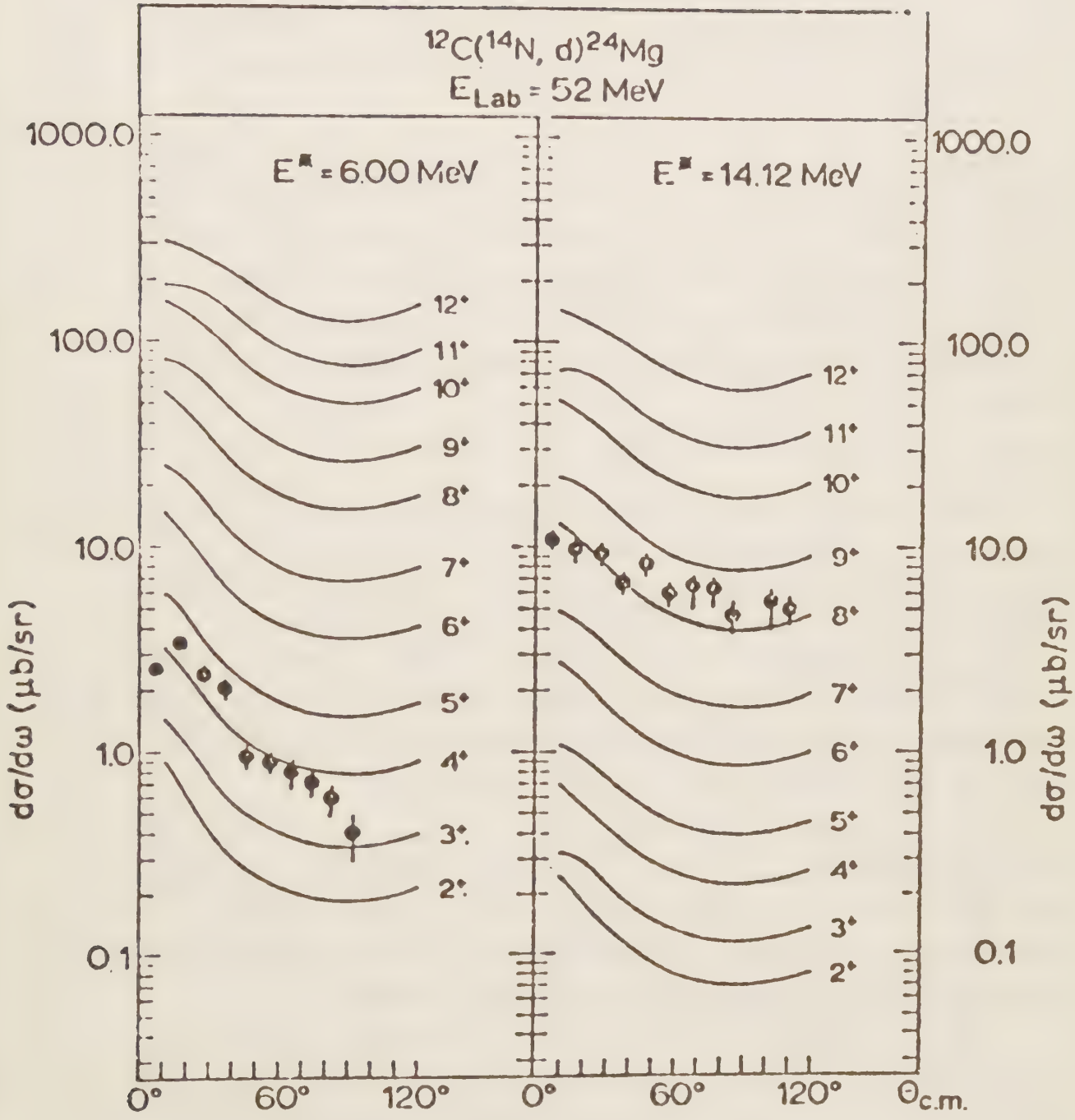

Fig. 40 Valeurs des sections efficaces Hauser-Feshbach suivant le spin de l'état résiduel peuplé dans la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ (réf. 21).

la mesure par la méthode de corrélations angulaires [3] ; la section efficace de l'état 15,15 MeV calculée en utilisant le résultat de la mesure [3] $I^{\Pi} = 7^-$ est cinq fois plus faible que l'expérience qui suggère plutôt $I^{\Pi} = 9^+$ (figure 39); néanmoins, on ne peut exclure que plusieurs états contribuent à la section efficace du pic observé dans la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$.

Nous n'avons pas appliqué ce genre d'analyse à nos données car elle nécessite des expériences avec une bonne résolution en énergie afin que les pics observés ne soient dus en général qu'à un seul état résiduel. Il faut aussi remarquer que cette méthode peut avoir une précision d'environ une unité de moment angulaire mais que certains désaccords entre les mesures et les suggestions du calcul Hauser-Feshbach n'ont pu être expliqués.

VII.1.3. La réaction $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$.

Les distributions angulaires expérimentales des états de ^{22}Na jusqu'à 3,7 MeV d'énergie d'excitation mesurées à $E(^{14}N) = 35$ MeV sont comparées sur la figure 41 aux prévisions du calcul Hauser-Feshbach obtenues avec les paramètres du tableau VII.1. Une normalisation $\sigma_{exp}/\sigma_{théo.} \simeq 3$ commune à tous les états de ^{22}Na a été utilisée. L'accord en valeur relative est encore bon, cependant les écarts entre les points expérimentaux et les sections efficaces moyennes sont assez importants surtout si les spins des états résiduels sont petits.

Cette différence de comportement avec les réactions $(^{14}N, d)$ peut s'expliquer de façon qualitative en remarquant que, le spin de la particule α étant nul, le facteur d'atténuation n'est plus que $N = 1.5(2I'+1)$ (équation 62) ; dans ce cas la section efficace ne serait pas suffisamment moyennée et des fluctuations peuvent alors être observées.

Le formalisme de Hauser-Feshbach utilisé n'incluant pas l'isospin, les états T = 1 n'ont pas été pris en compte dans le calcul, ces niveaux ne sont d'ailleurs pas résolus expérimentalement ici. Si l'isospin est conservé dans les réactions procédant par formation d'un noyau composé, ces états ne devraient pas être peuplés dans la réaction $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$ et, effectivement, Hallock et al. [22] ont étudié cette réaction avec une bonne résolution en énergie et ont mesuré de faibles sections efficaces pour les états T = 1.

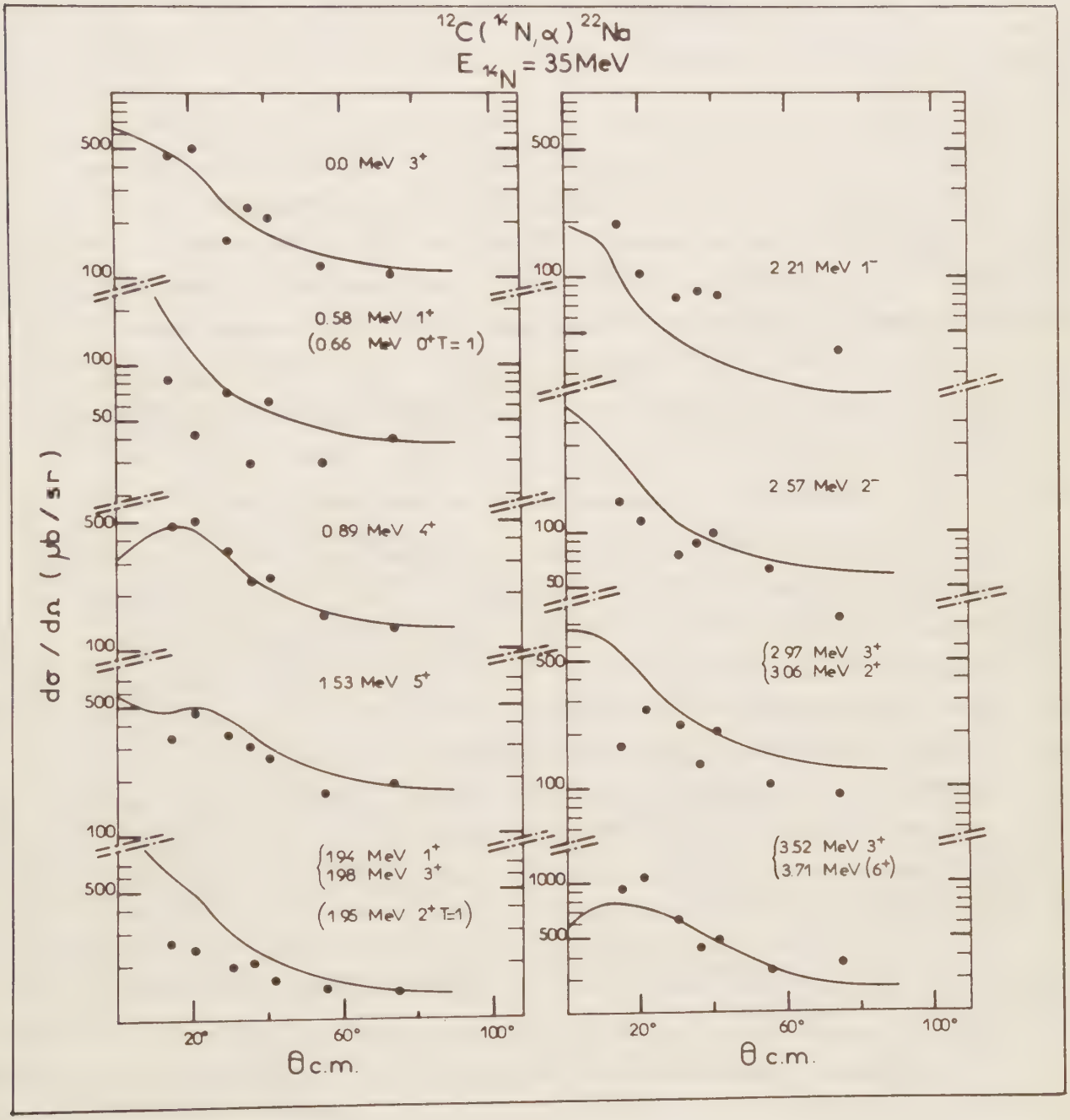

Fig. 41 Distributions angulaires de la réaction $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$. Les courbes sont les résultats de calculs Hauser-Feshbach. ($\sigma_{exp}/\sigma_{théo} \simeq 3$).

VII.1.4. La réaction $^{12}C(^{14}N,^{6}Li)^{20}Ne$.

C'est en réalité l'étude de cette réaction qui nous a motivé dans la mesure et l'analyse des réactions $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$ et $^{12}C(^{14}N,\alpha)^{22}Na$. En effet, comme nous le montrerons plus loin, l'étude des différentes voies de désintégration du noyau composé ^{26}Al permettra de fixer en grande partie les paramètres de l'analyse Hauser-Feshbach.

Le premier résultat de l'étude de la réaction $^{12}C(^{14}N,^{6}Li)^{20}Ne$ est l'attribution d'un mécanisme prépondérant de type noyau composé. En effet, sur les figures 35 et 36, les courbes tracées sont les résultats du calcul effectué avec les paramètres utilisés pour les analyses des réactions $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ et $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$ (tableau VII.1); une normalisation commune à l'ensemble des niveaux de ^{20}Ne a été obtenue pour les deux mesures à $E(^{14}N)$ = 52 MeV ($\sigma_{exp}/\sigma_{théo} \simeq 2$) et 76 MeV ($\sigma_{exp}/\sigma_{théo} \simeq 1$). Un accord similaire a été reporté par R.G. Stokstad [2] pour cette réaction à $E(^{14}N)$ = 30 et 36 MeV.

VII.1.5. Conclusions sur l'analyse des distributions angulaires.

Le modèle Hauser-Feshbach rend compte de façon excellente des intensités relatives des états peuplés par les réactions $^{16}O(^{14}N,^{6}Li)^{24}Mg$ à 45 MeV et les réactions (^{14}N, d), (^{14}N, α) et (^{14}N, ^{6}Li) sur une cible de ^{12}C pour des énergies incidentes variant de 20 à 76 MeV. Comme il sera discuté plus loin, pratiquement aucune variation des conditions de calcul ne peut modifier de façon appréciable les intensités relatives théoriques de peuplement des états d'un même noyau résiduel. Outre les résultats présentés ici, d'autres voies de sortie du système $^{14}N + ^{12}C$ telles que p, ^{7}Be, etc... ont été étudiées et analysées par le même modèle [2, 20, 23]; l'accord reporté est aussi très bon.

Il est ainsi bien fondé de conclure à un mécanisme de type noyau composé pour ces réactions.

VII.2. Détermination de moments angulaires critiques dans la formation de ^{26}Al par la voie $^{14}N + ^{12}C$.

Nous allons par la suite restreindre la discussion à l'étude du système $^{14}N + ^{12}C$ pour lequel les données sont très abondantes ; il va de soi cependant qu'une analyse similaire serait à envisager pour le système $^{14}N + ^{16}O$.

VII.2.1. Les données expérimentales analysées.

Les mesures existantes pour l'interaction $^{14}N + ^{12}C$ couvrent un domaine en énergie de $E(^{14}N)$ = 20 à 76 MeV, c'est-à-dire des énergies d'excitation dans le noyau composé de ^{26}Al variant de 24 à 50 MeV. Certaines mesures à plus haute énergie incidente ont été obtenues [2,6] mais n'ont pas été analysées dans ce travail.

Outre les distributions angulaires pour les réactions $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ et $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$ à 35 MeV présentées précédemment (figure 34 et 41) nous avons mesuré à Saclay des fonctions d'excitation pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ de 20 à 40 MeV à θ_{lab} = 15° et de 40 à 60 MeV à θ_{lab} = 15°, 22°5 et 30°; des données ont aussi été obtenues pour la réaction $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$ de 20 à 40 MeV à θ_{lab} = 15°. Les mesures ont été faites seulement par pas de 5 MeV dans le laboratoire (∿ 2,3 MeV c.m.) et à quelques angles ; en effet, la valeur du facteur d'atténuation est relativement grande et on s'attend à ce que les sections efficaces des réactions (^{14}N,d) et (^{14}N, ^{6}Li) aient un comportement assez monotone quand l'énergie et l'angle d'observation varient. Cela a d'ailleurs été confirmé par les distributions angulaires examinées précédemment et le sera par les fonctions d'excitation discutées dans cette partie pour lesquelles peu d'écarts seront observés par rapport à une variation régulière. Dans le cas de la réaction $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$, les fluctuations statistiques sont beaucoup plus importantes (figure 42) et des mesures avec un pas plus fin et des moyennes sur l'énergie incidente sont nécessaires si on désire comparer valablement l'expérience avec les prévisions du calcul.

En outre, nous avons limité notre analyse aux niveaux de basse énergie d'excitation dans les noyaux résiduels car ces états sont généralement isolés et ont des propriétés déjà bien connues expérimentalement.

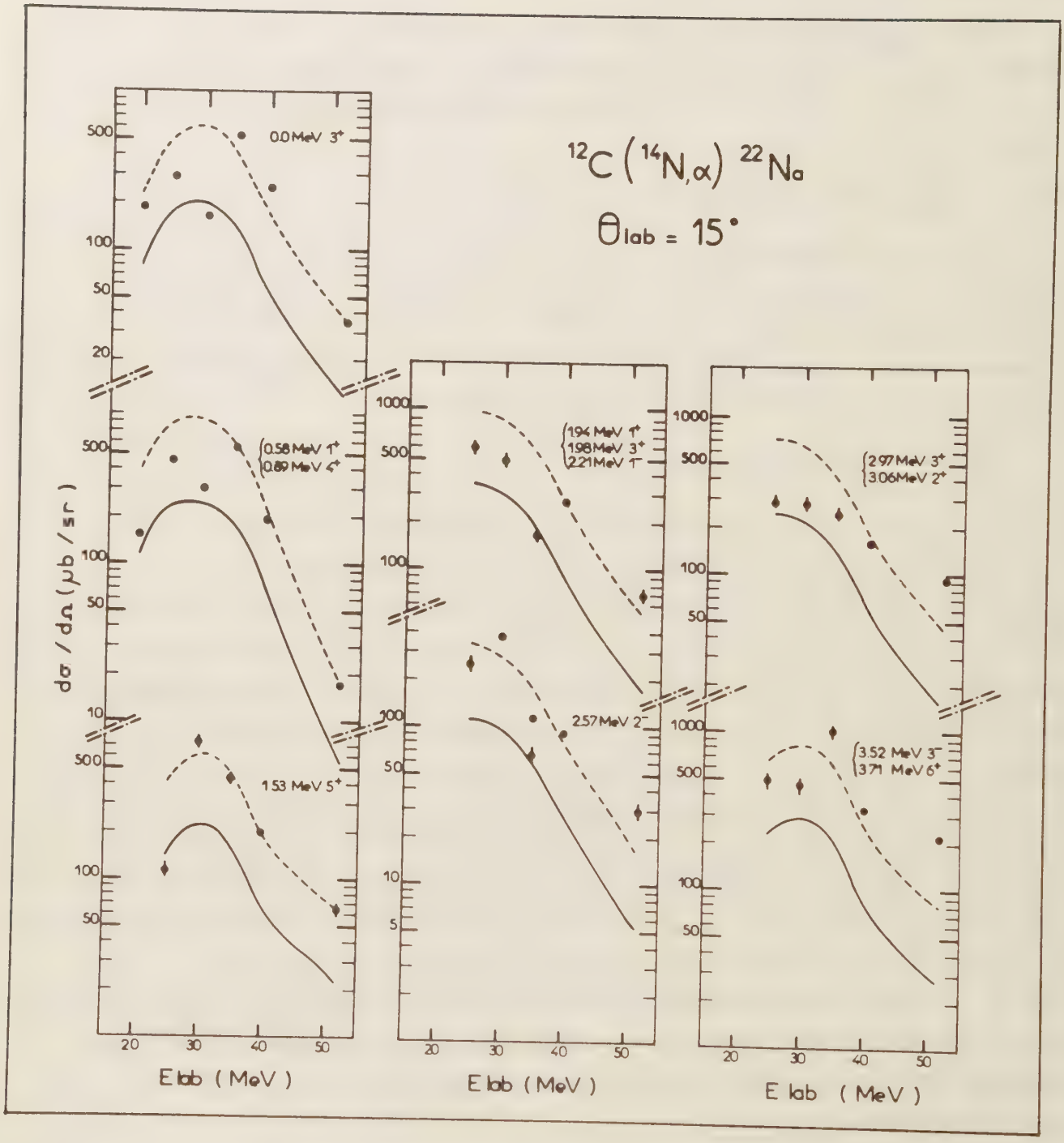

Fig. 42 Fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, \alpha)^{22}Na$. Les courbes sont les résultats de calculs Hauser-Fesbach. Pour les courbes en tirets, les valeurs des sections efficaces théoriques sont multipliées par 3.

VII.2.2. La notion de moment angulaire critique.

Dans les interactions entre ions lourds, les moments angulaires mis en jeu sont élevés ; par exemple, les valeurs de moment angulaire d'effleurement (J_{gr}) sont de 7 à 21 $\hbar$ pour E(^{14}N) de 20 à 76 MeV respectivement dans le système $^{14}N + ^{12}C$. Les ondes d'effleurement sont les responsables des interactions directes (diffusion inélastique et transferts de quelques nucléons) alors que l'ensemble des ondes incidentes contribue essentiellement à la formation du noyau composé. Cependant, au-dessus d'une certaine valeur de moment angulaire, la barrière centrifuge peut empêcher la fusion des deux ions et ainsi le noyau composé n'est plus formé. Il est aussi possible que la barrière centrifuge pour J_{gr} permette aux deux ions de fusionner mais qu'alors le moment angulaire soit trop grand pour l'énergie d'excitation atteinte et qu'ainsi le noyau composé ne puisse exister. Pour un noyau donné, il y a aussi une limite de moment angulaire pour laquelle le noyau n'existe plus en tant que tel et cela quelle que soit son énergie d'excitation.

Donc, bien que les moments angulaires apportés par la voie d'entrée soient disponibles jusqu'à une valeur J_{gr}, il peut exister une limite supérieure J_{cr} ($< J_{gr}$) pour les moments angulaires contribuant à la formation du noyau composé lui-même.

En réalité ici, comme nous utilisons les coefficients de transmission $T(\ell)$ donnés par le modèle optique, il n'existe pas de coupure nette à J_{gr} qui est défini comme $T(J_{gr}) = 1/2$.

Nous avons vu que la section efficace totale du modèle statistique pour un processus (α,α') peut se mettre sous la forme d'une somme de contributions des moments angulaires du noyau composé (équation 55)

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \sum_{J=0}^{\infty} \overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} \qquad (64)$$

Si un moment angulaire critique existe, la somme sur J sera limitée à J_{cr}

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \sum_{J=0}^{J_{cr}} \overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} \qquad (65)$$

On voit ainsi que l'analyse par le modèle de Hauser- Feshbach peut permettre de déterminer un moment angulaire critique pour la formation du noyau composé.

Outre le fait qu'il existe réellement un moment angulaire critique limitant la fusion, il faut aussi que la section efficace pour la voie α' soit sensible à la limitation de la somme 65. Or, pour des conditions énergétiques peu différentes et des niveaux résiduels de spins comparables, les états de plus grands moments angulaires du noyau composé se désexciteront préférentiellement par l'émission de particules lourdes.

En effet, les particules les plus lourdes permettent d'évacuer plus facilement de grands moments angulaires que les particules légères. Ainsi, par exemple, on s'attend à ce que les états de grands J de ^{26}Al se désexcitent plus vers la voie $^{6}Li + ^{20}Ne$ que vers la voie $d + ^{24}Mg$. Si réellement il existe, l'effet de J_{cr} devrait être plus accentué dans la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ que dans la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$.

VII.2.3. Analyse des fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$

Sur la figure 43 sont montrées les différentes voies ouvertes au noyau composé ^{26}Al avec leurs positions énergétiques respectives, les deux ions en voie de sortie étant dans leurs états fondamentaux, la barrière coulombienne n'est pas incluse ici. Sur cette figure on montre aussi le domaine d'énergie d'excitation étudié par la voie d'entrée $^{14}N + ^{12}C$ ainsi que celui atteint par la voie $^{16}O + ^{10}B$ dans l'étude du groupe d'Oak-Ridge [24].

VII.2.3.1. Les paramètres

Les paramètres utilisés pour cette analyse sont donnés dans le tableau VII.1. Exception faite de la description des voies d'entrée et de sortie étudiées, ces paramètres ne servent qu'à évaluer le dénominateur G(J) de la formule de Hauser-Feshbach (équation 55). Pour la plus grande partie des calculs présentés ici, seules les voies avec émission de particules α, p, n et d ont été prises en compte, les autres voies ayant des contributions négligeables. De plus il a été trouvé peu de différence entre le fait d'utiliser les densités de niveaux du tableau VII.1 pour toutes les énergies d'excitation ou d'introduire les niveaux de ^{22}Na, ^{25}Mg, ^{25}Al et ^{24}Mg dans le domaine d'énergie d'excitation où ils sont connus et

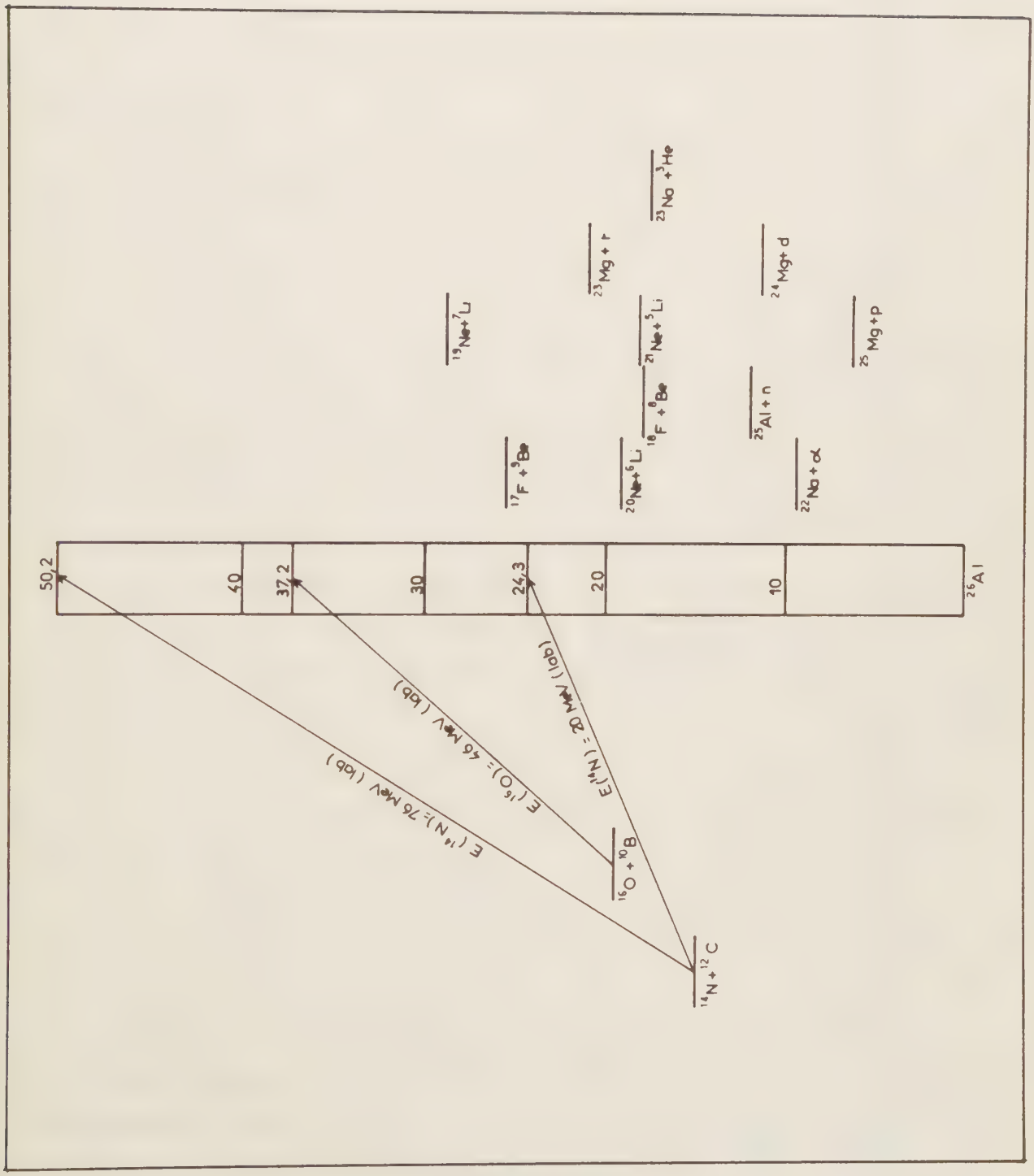

Fig. 43 Voies de sortie ouvertes à la désintégration du noyau ^{26}Al.

Tableau VII.1. Paramètres de densité de niveaux a, Δ, Y et E_c et paramètres de modèle optique V, R, a, W, R_I, a_I et R_{coul}

(absorption de volume)

	a) $^{22}Na+\alpha$	b) $^{25}Mg+p$	b) $^{25}Al+n$	b) $^{24}Mg+d$	c) $^{14}N+^{12}C$	d) $^{20}Ne+^{6}Li$	e) $^{23}Na+^{3}He$	e) $^{21}Ne+^{5}Li$	e) $^{18}F+^{8}Be$	e) $^{16}O+^{10}B$
a $(MeV)^{-1}$	3.67[1]	3.85[2]	3.85[2]	3.58[3]	-	-	3.84[3]	3.41[4]	-	-
Δ[2] (MeV)	0	2.46	2.67	5.13	-	-	2.67	2.25	-	-
Y (MeV)	0.12	0.15	0.15	0.13	-	-	0.11	0.15	-	-
E_c (MeV)	-	-	-	-	9. | 10.	10.4 | 5.35	-	-	6.64 | 11.7	9.84 | 5.16
Nb de niveaux discrets	-	-	-	-	11 | 5	25 | 5	-	-	31 | 3	8 | 8
V (MeV)	90.15	53.	40.	50.	100.	65.5	$7.5 + 0.4\ E_{CM}$			
R (fm)	4.33	3.71	3.65	4.33	5.60	4.02	$1.35\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$			
a (fm)	0.58	0.66	0.70	0.59	0.48	0.41	0.45			
W (MeV)	10.8	6.6	11.0	16.0	27.	12.0	$0.4 + 0.125\ E_{CM}$			
R_I (fm)	4.33	3.50	3.65	4.33	5.92	3.87	$1.35\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$			
a_I (fm)	0.58	0.66	0.7	0.59	0.26	1.48	0.45			
R_{coul} (fm)	3.36	3.71	-	4.33	6.58	6.79	$1.35\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$			

Paramètres optiques de :

a) Réf. 26
b) Réf. 27
c) Réf. 28
d) Réf. 29
e) Réf. 1

Paramètres de densité de niveaux

1) Voir le paragraphe VII.2.4.3
2) Réf. 11
3) Réf. 12
4) Réf. 13

les densités de niveaux ensuite (équation 56).

Le moment angulaire J_{cr} qui est aussi un paramètre important pour les calculs des sections efficaces de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ sera discuté plus loin.

VII.2.3.2. Comparaison entre le calcul Hauser-Feshbach et les données expérimentales.

La fonction d'excitation pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à $\theta_{lab} = 15°$ est montrée sur la figure 44. Pour les premiers états de ^{20}Ne des mesures à $E(^{14}N) \leq 40$ MeV ont pu être effectuées, les points à $E(^{14}N) = 76$ MeV sont empruntés aux données d'Oxford [6]. Les courbes de la figure 44 sont le résultat du calcul Hauser-Feshbach ; celles en pointillés ont été obtenues en faisant la somme de l'équation 65 jusqu'à $J_{cr} = J_{gr}$; ces courbes reproduisent raisonnablement les données jusqu'aux environs de $E(^{14}N) = 30$ MeV mais sont en profond désaccord avec l'expérience pour des énergies incidentes plus grandes ; la différence serait encore plus grande si la somme 65 était effectuée jusqu'à l'infini. La courbe continue est le résultat du calcul en limitant la somme 65 à une valeur J_{cr} choisie de façon à ce que les données expérimentales soient reproduites ; un excellent accord est alors obtenu pour la plupart des états de ^{20}Ne étudiés. Les courbes en tirets sont les prévisions du calcul quand la sommation est effectuée jusqu'à $J_{cr} + 1\hbar$ où J_{cr} sont les valeurs utilisées pour obtenir les courbes continues ; elles sont tracées ici pour illustrer la sensibilité suivant J_{cr} des sections efficaces calculées : à haute énergie incidente, l'effet est environ un facteur 2 pour $1\hbar$, il devient négligeable aux basses énergies (environ 25 % pour $2\hbar$ à 25 MeV).

Bien que les courbes continues rendent compte de l'expérience, quelques désaccords sont à signaler :

. La fonction d'excitation de l'état 4^+ à 4,25 MeV présente une structure entre 45 et 55 MeV que ne reproduit pas le calcul; une telle structure a été aussi observée pour ce niveau dans la fonction d'excitation mesurée par le groupe d'Heidelberg [5] entre 50 et 52 MeV par pas de 300 keV. Cet état a, par ailleurs, une distribution angulaire plus structurée que ne le prévoit le modèle Hauser-Feshbach (figure 35) .

L'état 2^+ à 7,83 MeV est environ deux fois plus intense que ne le prévoit le calcul tandis que le niveau 2^+ voisin (7,43 MeV) est bien reproduit.

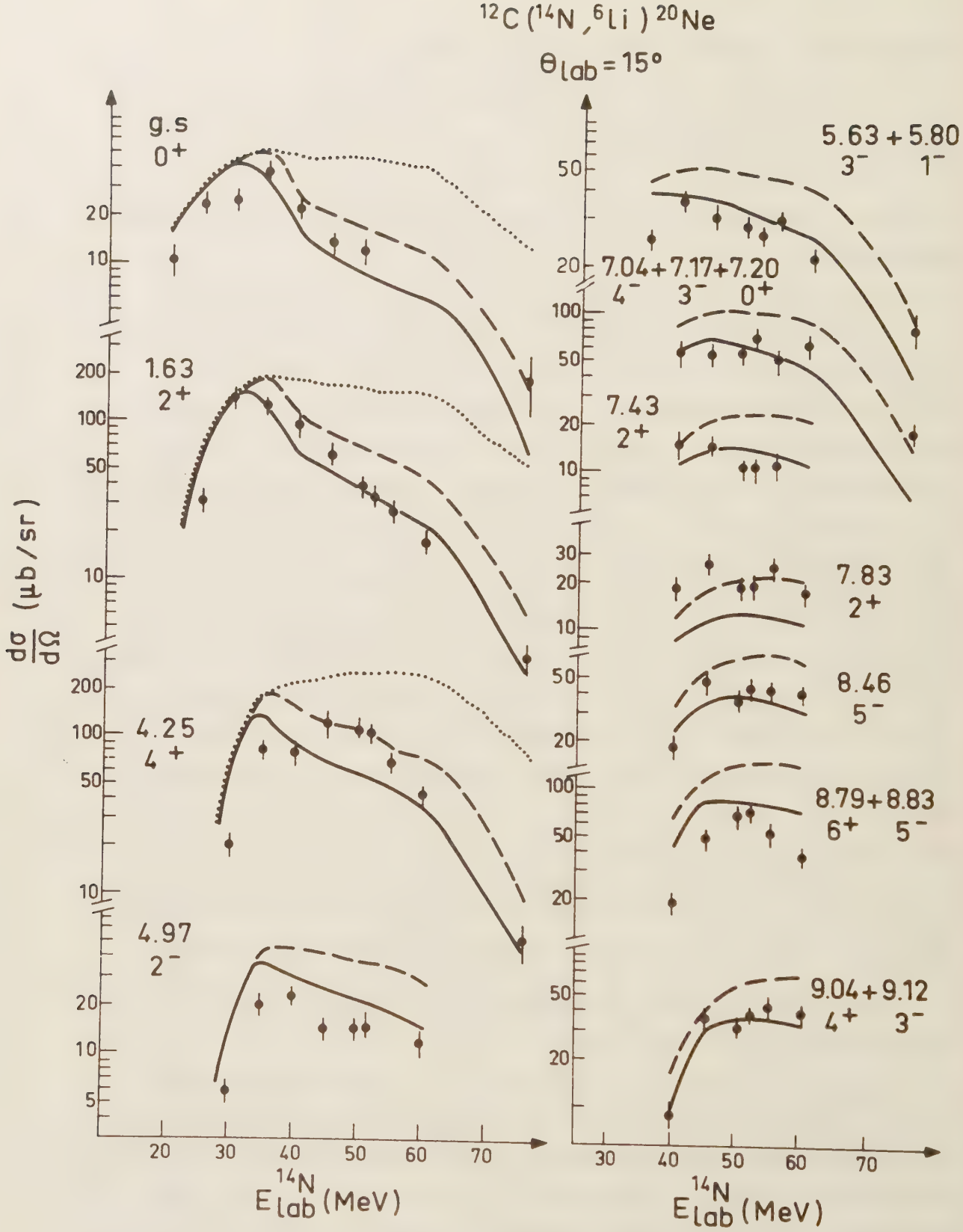

Fig. 44 Fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à $\theta_{lab} = 15°$. Les courbes sont les résultats de calculs Hauser-Feshbach suivant la limitation J_{cr} dans la sommation 65 ; courbes continues : valeurs J_{cr} du tableau VII.2, courbes en tirets : $J_{cr} + 1\hbar$ et courbes en pointillés $J_{cr} = J_{gr}$.

Comme la réaction $^{10}B(^{16}O, ^{6}Li)^{20}Ne$ [24] peuple ces états avec la même intensité et que la réaction $^{12}C(^{12}C, \alpha)^{20}Ne$ favorise aussi l'état 2^+ à 7.83 MeV [25], on peut admettre raisonnablement qu'une contribution de transfert direct de huit nucléons existe aussi dans la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$. Cet état 2^+ aurait alors une structure avec une importante composante 8 particules-4trous par rapport à un coeur de ^{16}O. La différence entre le calcul Hauser-Feshbach et l'expérience semble diminuer pour les angles plus grands (figures 45 et 46), cela indiquerait que le transfert direct n'est important qu'aux petits angles.

L'accord entre le calcul Hauser-Feshbach et l'expérience est aussi visible sur les distributions angulaires :

A 76 MeV (figure 36), on a choisi J_{cr} tel que les valeurs absolues des sections efficaces soient reproduites ($\sigma_{exp}/\sigma_{théo} = 1$).

A 52 MeV (figure 35), la normalisation serait $\sigma_{exp}/\sigma_{théo} \simeq 2$ en choisissant pour J_{cr} la valeur nécessaire pour reproduire nos données à 50 MeV. Nous avons aussi effectué une mesure à 52 MeV et $\theta_{lab} = 15°$, la valeur absolue de la section efficace est, pour chaque état, 2 à 3 fois plus grande que celle mesurée par N. Marquardt et al. [5], ainsi en utilisant le résultat de nos mesures une normalisation $\sigma_{exp}/\sigma_{théo} \simeq 1$ est obtenue avec la même valeur J_{cr} qu'à 50 MeV. Une constatation curieuse peut d'ailleurs être faite ici : Hanson et al. [23] ont aussi déterminé J_{cr} par le calcul Hauser-Feshbach mais en ne possédant que ces deux distributions angulaires ; ils ont choisi $J_{cr} = 18\hbar$ à 76 MeV de façon à reproduire les valeurs absolues des sections efficaces et $J_{cr} = 14\hbar$ à 52 MeV en signalant qu'à cette énergie leurs valeurs absolues théoriques doivent être divisées par deux pour reproduire l'expérience. Il est étonnant que ces auteurs, ne mentionnant pas d'autres données en leur possession, aient fait ce dernier choix plutôt que d'obtenir la valeur expérimentale de la référence 5 en prenant $J_{cr} = 13\hbar$.

Ainsi, pour reproduire la variation avec l'énergie incidente de la section efficace de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$, il a été nécessaire d'introduire une limite supérieure pour les moments angulaires contribuant au calcul de la section efficace par le modèle de Hauser-Feshbach. Les valeurs de J_{cr} obtenues par cette méthode avec les paramètres du tableau VII.1 sont données dans le tableau VII.2. Pour les basses énergies incidentes, l'expérience peut être reproduite en faisant la sommation 65

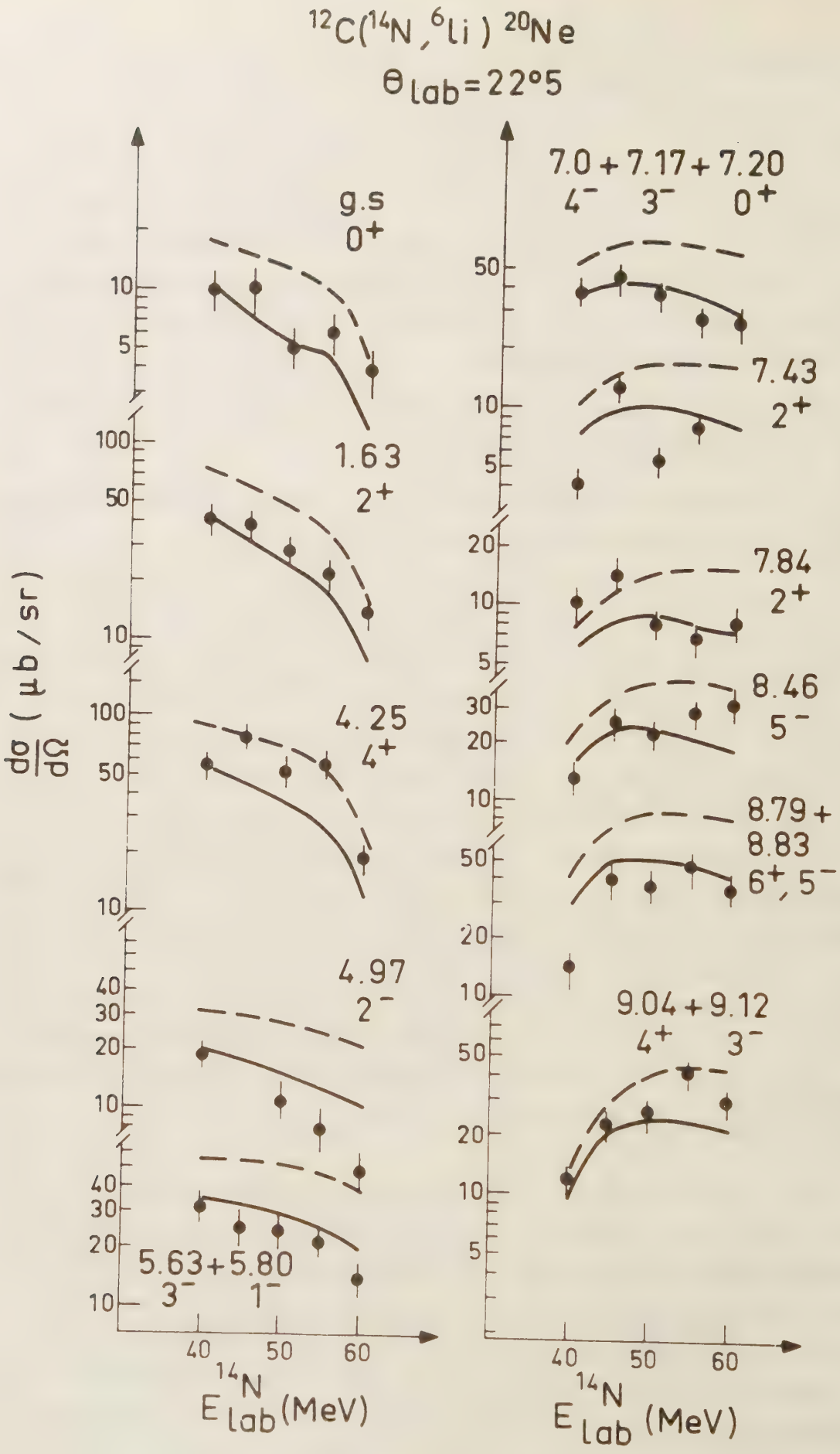

Fig. 45 Fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à $\theta_{lab} = 22°5$ (voir la légende de la figure 44).

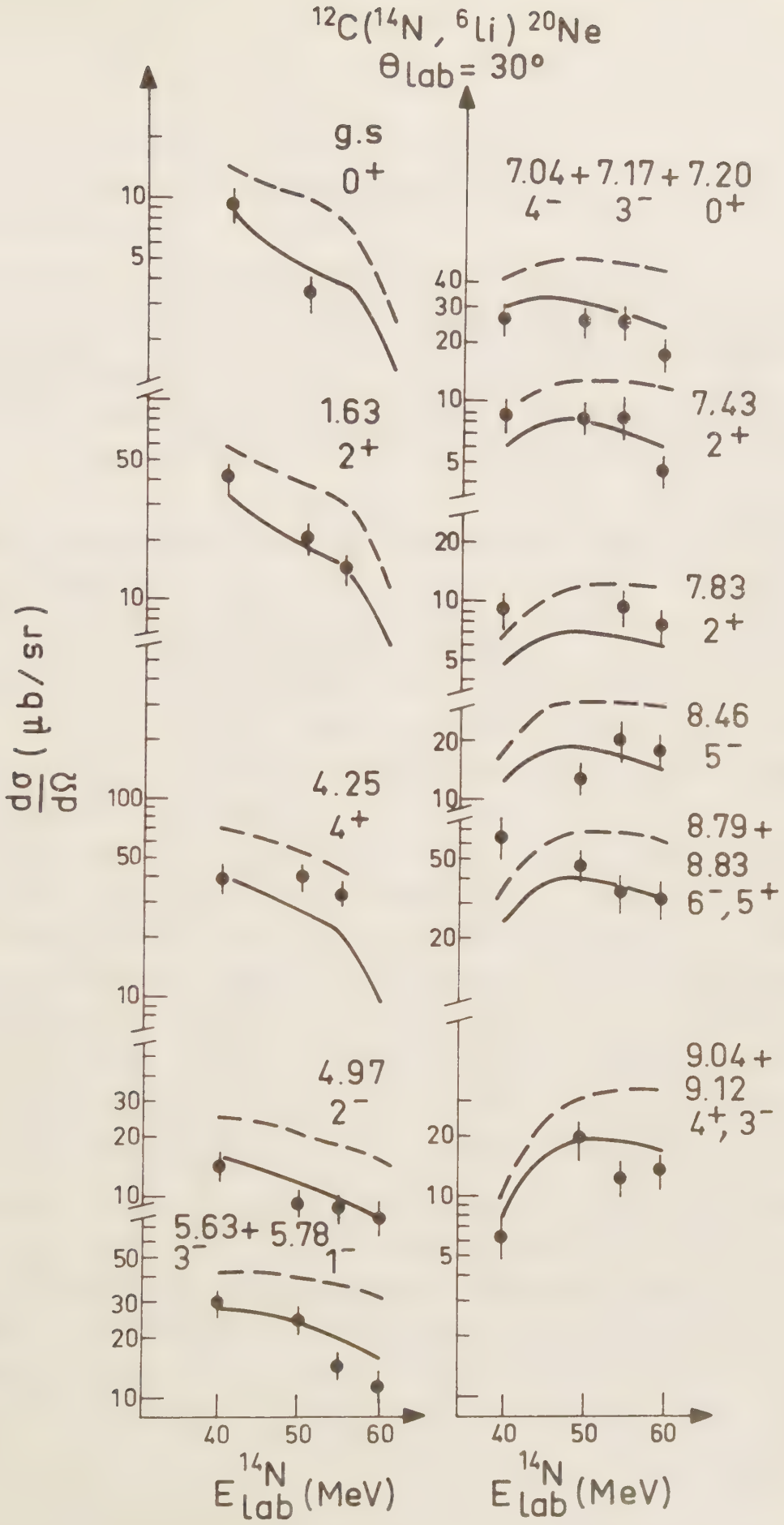

Fig. 46 Fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)\,^{20}Ne$ à $\theta_{lab} = 30°$ (voir la légende le la figure 44).

Tableau VII.2.

Valeurs de J_{gr} et J_{cr} pour différentes énergies incidentes. On indique aussi les énergies d'excitation dans ^{26}Al. Dans la dernière colonne, on compare les moments d'inertie $\mathcal{J}$ ainsi déduits aux valeurs $\mathcal{J}_{rig}$ calculées pour une sphère rigide : $\mathcal{J}_{rig} = \frac{2}{5} r_o^2 A^{5/3}$ avec r_o = 1,25 fm ($\mathcal{J}/\mathcal{J}_{rig}$ = 0,51 pour la bande de rotation basée sur l'état fondamental de ^{26}Al).

Energie incidente (MeV)	Energie d'excitation dans le noyau composé (MeV)	J_{gr} ($\hbar$)	J_{cr} ($\hbar$)	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{rig}$
20	24,3	7		
25	26,6	9		
30	28,9	11	(11)	0,69
35	31,2	13	12	0,71
40	33,5	14	12	0,67
45	35,8	15	13	0,73
50	38,2	17	14	0,79
52	39,	17	14	0,77
55	40,4	18	15	0,85
60	42,8	19	16	0,89
76	50,2	21	17	0,89

sans limitation et ainsi J_{cr} ne peut être fixé ; sur le tableau VII.2 sont aussi portées les valeurs des moments angulaires J_{gr} disponibles dans la voie d'entrée.

VII.2.4. Comment fixer J_{cr} dans le calcul de Hauser-Feshbach ?

Nous avons vu précédemment que le calcul n'était en accord pour $E(^{14}N) \geq 30$ MeV avec l'expérience que si on limitait la somme 65 à une valeur J_{cr} inférieure à J_{gr}. Maintenant il s'agit de montrer qu'il n'y a pas d'autre alternative pour obtenir le même résultat.

Il faudra aussi fixer les paramètres du calcul indépendamment de ce moment angulaire critique si on veut extraire de cette analyse des valeurs significatives pour J_{cr}.

VII.2.4.1. Simplification du dénominateur G(J).

Outre le choix de la géométrie des potentiels optiques des voies $^{12}C + ^{14}N$ et $^{6}Li + ^{20}Ne$, de nombreux paramètres influencent les valeurs absolues des sections efficaces calculées, en particulier ceux décrivant le dénominateur G(J) (équation 55).

L'évaluation de G(J) nécessite, en principe, la description de toutes les voies de sortie énergétiquement permises pour la désintégration du noyau composé. Heureusement, la dynamique de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ simplifie beaucoup le problème. En effet, sur la figure 47 sont tracées les contributions des différents spins du noyau composé (équation 64) au développement de la section efficace totale pour les trois premiers états de ^{20}Ne peuplés par la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$. On remarque une forte localisation du développement pour quelques valeurs de J élevées : ainsi à 40 MeV les contributions les plus importantes de $\sigma(J)$ sont autour de J = 14 $\hbar$ (valeur proche du moment angulaire J_{gr} disponible dans la voie d'entrée). Les contributions des voies ouvertes à G(J) sont représentées sur la figure 48 pour la même énergie incidente ; dans la région où le développement $\sigma(J)$ est localisé, la voie $\alpha + ^{22}Na$ est prépondérante et l'évaluation de G(J) se réduit essentiellement à la détermination de cette voie.

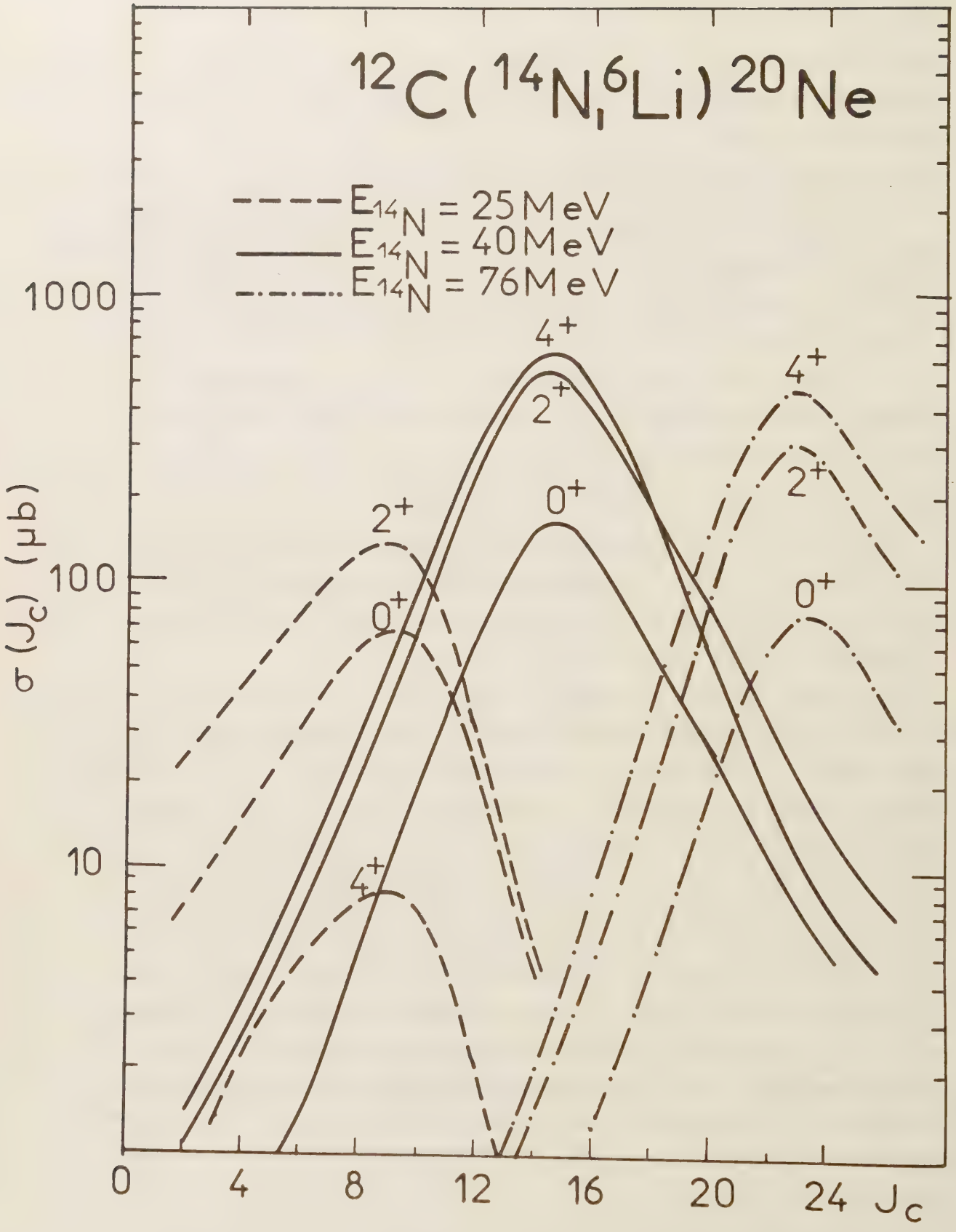

Fig. 47 Développements σ(J) (équation 64) pour les trois premiers états de ^{20}Ne peuplés dans la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à différentes énergies incidentes.

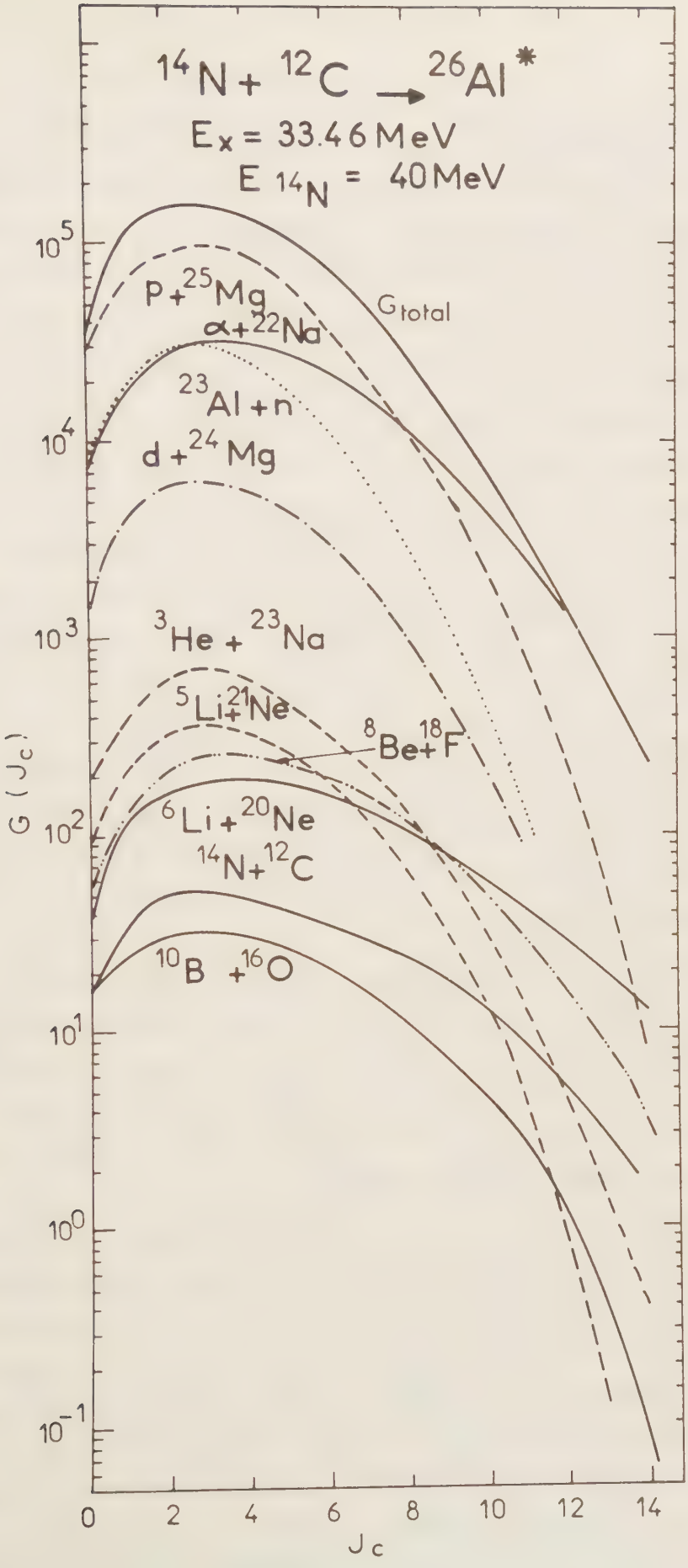

Fig. 48 Contributions au dénominateur G(J) (équation 55) pour la désintégration de ^{26}Al à E_x = 33.46 MeV

VII.2.4.2. La détermination de G(J) : La réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$.

Il est maintenant nécessaire d'étudier une voie de sortie qui dépende fortement de la voie $\alpha+^{22}Na$ et peu de la limitation sur J. On pourrait penser, a priori, que la voie $\alpha+^{22}Na$ elle-même est la plus indiquée mais, en fait, nous avons vu que les fluctuations statistiques pouvaient être importantes et il serait nécessaire d'effectuer une moyenne sur l'énergie incidente pour comparer l'expérience et le calcul Hauser-Feshbach. De plus, la contribution la plus importante au dénominateur G(J) provient des nombreux états situés à haute énergie d'excitation dans ^{22}Na ; ainsi, pour obtenir G(J) expérimentalement par cette méthode, il faudrait reproduire le spectre en énergie de la réaction $^{12}C(^{14}N,\alpha)^{22}Na$ (figure 31); cela impliquerait la nécessité de faire la difficile évaluation de la dissociation en particules α des ions ^{14}N et surtout ^{12}C qui intervient à ces énergies. En outre, les conditions dynamiques sont telles que cette voie peut être aussi sensible à la limitation sur J.

Nous avons préféré étudier la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$. Le développement $\sigma(J)$ pour les premiers états de ^{24}Mg peuplés dans cette réaction à $E(^{14}N)$= 40 MeV est montré sur la figure 49; les contributions importantes proviennent de valeurs de J situées entre 8 et 12 $\hbar$, donc, dans une région où G(J) est très sensible à la voie $\alpha+^{22}Na$ (figure 48).

Ainsi, si on reproduit bien les sections efficaces de la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$ aux environs de $E(^{14}N)$ = 40 MeV sans limitation dans la sommation 65, on peut fixer les paramètres de densité de niveaux de la voie $\alpha+^{22}Na$ pour les énergies d'excitation atteintes ici ; on pourra ensuite étendre ce résultat en supposant que la variation avec l'énergie des densités de niveaux est celle donnée par la formule 59.

La fonction d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ de 20 à 40 MeV est comparée avec le calcul sur la figure 50. Les courbes continues sont les résultats théoriques en limitant à J_{cr} (tableau VII.2) la sommation 65 (ou sans limitation pour les basses énergies). Les courbes en pointillés sont les résultats pour la somme effectuée jusqu'à J_{gr} ; la similitude des deux prévisions indique que la limitation est sans effet. Les courbes de la figure 50 sont obtenues avec les paramètres du tableau VII.1 et une normalisation $\sigma_{exp}/\sigma_{théo}$ = 1 commune aux états de ^{24}Mg a été utilisée ; sauf pour les niveaux 0^+ et 2^+ à 6,44 et 7,35 MeV, comme cela a été mentionné précédemment, l'accord est bon.

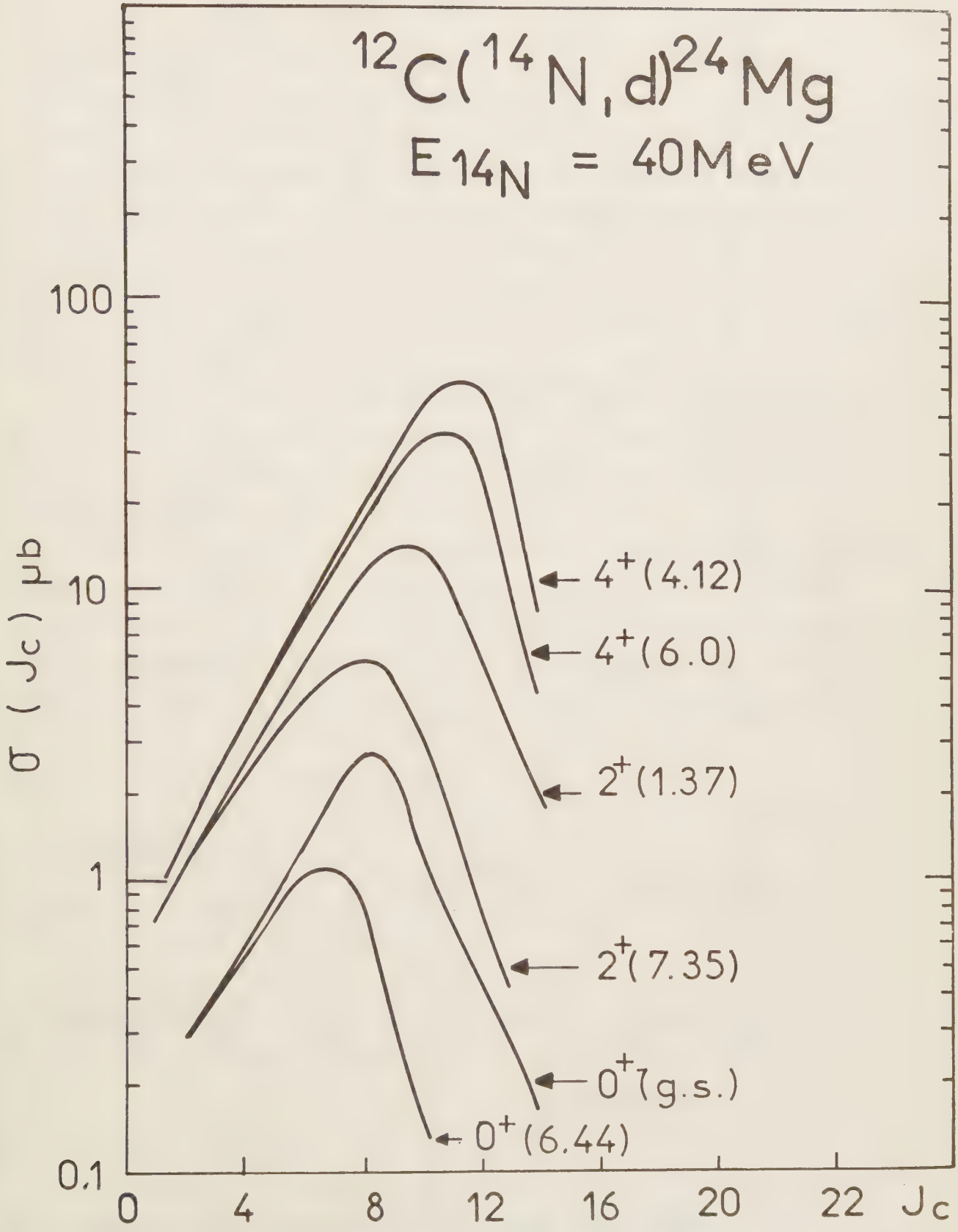

Fig. 49 Développements σ(J) (équation 64) pour différents états de ^{24}Mg peuplés dans la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ à 40 MeV.

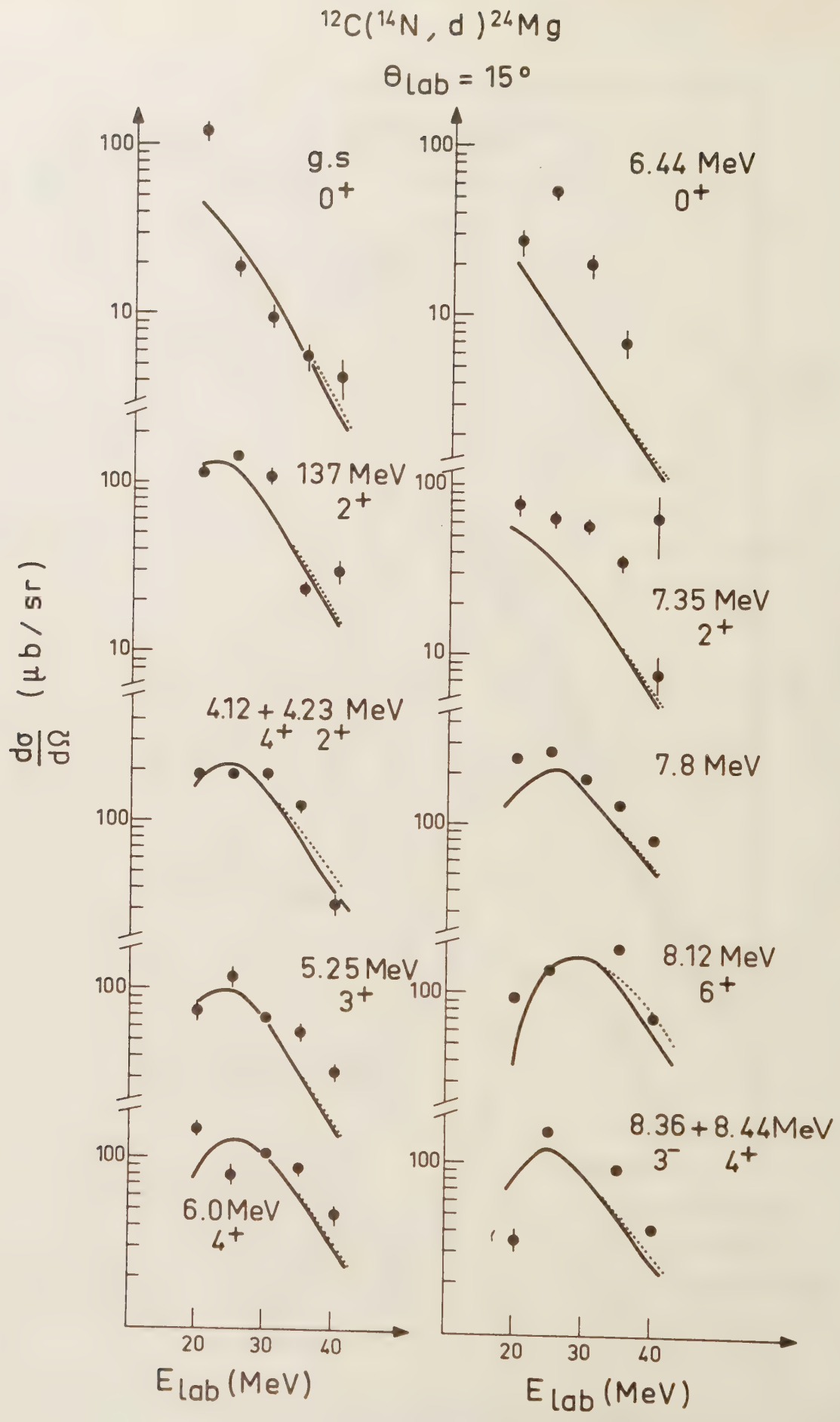

Fig. 50 Fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ à $\theta_{lab} = 15°$ (voir la légende de la figure 44).

Il faut remarquer que, pour les faibles énergies incidentes ($E(^{14}N) \lesssim 30$ MeV), c'est la voie p + ^{25}Mg qui donne la contribution la plus importante à G(J). En effet, bien que G(J) varie avec l'énergie incidente, l'allure générale des contributions relatives des différentes voies est cependant peu modifiée et la figure 48 demeure représentative de G(J) à basse énergie. On voit que, pour des moments angulaires J plus petits que 8 $\hbar$, la voie p + ^{25}Mg devient prépondérante. Le fait de reproduire les sections efficaces de la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ aux environs de 20 MeV (figure 50 et référence 20) permet ainsi de fixer les paramètres de la voie p + ^{25}Mg.

Pour $E(^{14}N) > 30$ MeV, c'est la voie α + ^{22}Na qui est fixée ; la normalisation $\sigma_{exp}/\sigma_{théo} \simeq 1,5$ obtenue pour la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ à 35 MeV (figure 34) sera discutée dans la partie consacrée aux incertitudes du calcul.

On peut remarquer aussi que l'analyse de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à basse énergie ($E(^{14}N) \simeq 30$ MeV [2]) peut permettre aussi de préciser les paramètres pour la densité de niveaux de ^{22}Na ; cependant l'incertitude serait plus grande car la voie ^{6}Li + ^{20}Ne est plus sensible dans ce domaine d'énergie que la voie d + ^{24}Mg au choix des paramètres du modèle optique utilisés pour décrire la voie d'entrée.

VII.2.4.3. Les incertitudes du calcul.

Les incertitudes sur les paramètres influençant l'analyse Hauser-Feshbach portent sur deux points :

. L'évaluation des densités de niveaux ; ici, seuls les noyaux résiduels ^{22}Na et ^{25}Mg seront à prendre en compte.

. Le choix des paramètres du modèle optique ; ils interviennent dans la voie d'entrée et les voies de sortie considérées et aussi pour déterminer les contributions à G(J) des voies α + ^{22}Na et p + ^{25}Mg.

A) Les densités de niveaux.

Les paramètres utilisés pour les calculs présentés ici sont donnés sur le tableau VII.1. En réalité, nous avons vu que, seuls, ceux pour les noyaux ^{25}Mg et ^{22}Na étaient importants.

Pour un noyau donné, trois paramètres interviennent a, r_o ou $Y = \frac{5}{4}\frac{\hbar^2}{r_o^2 A^{5/3}}$ et Δ ; ils sont déterminés empiriquement [11, 12, 13] à partir d'expériences permettant le comptage des niveaux pour des énergies d'excitation généralement basses ; dans notre cas, les énergies atteintes étant beaucoup plus grandes (figure 43), ces paramètres pourraient ne plus être adéquats Le paramètre Δ sert à corriger l'énergie d'excitation de l'énergie d'appariement. Pour les noyaux considérés ici sa valeur est environ de 0 à 5 MeV ; sa variation a peu d'effets sur les calculs car les énergies d'excitation mises en jeu sont beaucoup plus grandes. L'influence sur les sections efficaces calculées des deux autres paramètres r_o et a est beaucoup plus cruciale.

La voie p+^{25}Mg n'est importante qu'aux basses énergies et une erreur sur sa contribution n'aura pas d'influence sur la détermination de J_{cr} ; en outre, l'accord avec l'expérience obtenu pour la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$ à $E(^{14}N)$ = 20 MeV indique que les paramètres utilisés pour ^{25}Mg sont raisonnables.

La voie α+^{22}Na, par contre, influence fortement la détermination de J_{cr}. En effet, les valeurs absolues des sections efficaces calculées pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ sont très sensibles au choix de a et r_o. Les variations sont surtout importantes pour les grandes énergies incidentes (tableaux VII.3 et VII.4) par contre les valeurs relatives de peuplement des états résiduels sont peu affectées.

La variation de l'un ou l'autre de ces paramètres produit des effets similaires sur les sections efficaces calculées ; par exemple, un accroissement de r_o ou a entraîne une diminution des valeurs absolues théoriques. Ainsi l'influence de la densité de niveaux de ^{22}Na peut être fixée par l'étude de la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ mais nous ne pouvons déterminer individuellement les paramètres a et r_o.

La plupart des calculs ont été effectués en choisissant le paramètre de densité de niveaux pour ^{22}Na ($a = 3{,}67\ MeV^{-1}$) obtenu en supposant que la loi a/A = constante (A est la masse atomique) est valable entre les isotopes du sodium, les valeurs de a pour ^{23}Na et ^{24}Na étant données dans la référence 12. Le rayon r_o est pris égal à 1,4 fm dans cette référence mais, néanmoins, nous avons utilisé r_o = 1,6 fm ; cette modification a pour effet d'augmenter la densité des états de haut spin et les calculs dans le

Tableau VII.3

Effet du paramètre de densité de niveaux a de la voie $\alpha + {}^{22}Na$ sur la section efficace différentielle $< \frac{d\sigma}{d\Omega} (25^{\circ}_{c.m.}) >_{HF}$ (μb/sr) de la réaction ${}^{12}C({}^{14}N, {}^{6}Li){}^{20}Ne$ à quelques énergies incidentes E_i.

Niveaux de ^{20}Ne	0^+ (0.0 MeV)	2^+ (1.63 MeV)	4^+ (4.25 MeV)
E_i (MeV)			
20 a = 3.13	16.65	6.7	0.032
20 a = 3.67	14 .40	5.8	0.027
30 a = 3.13	65.0	229. 0	136.0
30 a = 3.67	42.3	149. 0	88.8
40 a = 3.13	25.0	117. 0	169.0
40 a = 3.67	14.4	66.5	95.0
76 a = 3.13	1.7	7.2	12.66
76 a = 3.67	0.6	2.5	4.46

Tableau VII.4

Effet du paramètre de densité de niveaux $r_o(J_{rig} = 2/5\, r_o^2\, A^{5/3}$ de la voie $\alpha + {}^{22}Na$ sur la section efficace différentielle $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(25°c.m.) \rangle_{HF}$(µb/sr) de la réaction $^{12}C(^{14}N, {}^{6}Li)^{20}Ne$ à quelques énergies incidentes E_i

Niveaux de ^{20}Ne	0^+ (0,0 MeV)	2^+ (1,63 MeV)	4^+ (4,25 MeV)
E_i (MeV)			
20 $r_o = 1,4$	14,24	5,74	0,027
$r_o = 1,6$	14,4	5,81	0,027
40 $r_o = 1,4$	19,44	90,0	130,0
$r_o = 1,6$	14,4	66,5	95,0
76 $r_o = 1,4$	1,27	5,35	9,36
$r_o = 1,6$	0,6	2,5	4,46

modèle des couches [30] pour les noyaux légers suggèrent une telle modifi... quand on approxime les densités de niveaux à haute énergie par une distribution de Fermi. L'accord obtenu pour la fonction d'excitation de la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ (figure 50) indique que le couple choisi (r_o = 1,6 fm et $a = 3,67\ MeV^{-1}$) permet d'estimer raisonnablement l'effet de la voie $\alpha + {}^{22}Na$. La normalisation $\sigma_{exp}/\sigma_{théo} = 1,5$ mentionnée précédemment pour la réaction $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ à 35 MeV (figure 34) a été obtenue avec un calcul utilisant ces paramètres ; néanmoins, le couple (r_o = 1,6 fm et $a = 3,13\ MeV^{-1}$) permet de reproduire l'expérience à 35 MeV sans normalisation, cette valeur de a étant d'ailleurs celle proposée dans la référence 11.

L'analyse de ces données étant postérieure à la plupart des calculs, il n'a pas été jugé nécessaire de les recommencer, compte tenu de leur prix et des incertitudes expérimentales sur les valeurs absolues des sections efficaces.

L'effet sur les sections théoriques de la variation de a de 3,67 à $3,13\ MeV^{-1}$ est approximativement le même que celui d'une diminution des valeurs de J_{cr} (tableau VII.2) d'environ une unité.

B) Les paramètres du modèle optique.

Quatre voies influencent de façon notable les sections efficaces de la réaction $^{12}C(^{14}N, {}^{6}Li)^{20}Ne$: les voies $\alpha+{}^{22}Na$ et $p+{}^{25}Mg$ qui déterminent le dénominateur G(J) et les voies d'entrée et de sortie. En outre, la voie $d+{}^{24}Mg$ peut introduire des incertitudes car elle sert à fixer les paramètres de densité de niveaux.

La voie $d+{}^{24}Mg$: Les sections efficaces de la réaction $^{12}C(^{14}N,d)^{24}Mg$, calculées avec les paramètres du tableau VII.1, sont très peu différentes de celles obtenues avec les ensembles utilisés par Ford et al. [24] et Klapdor et al. [21] pour des énergies incidentes considérées ici.

La voie $\alpha+{}^{22}Na$: Nous avons calculé les sections efficaces pour les trois premiers états de ^{20}Ne peuplés dans la réaction $^{12}C(^{14}N, {}^{6}Li)^{20}Ne$ en utilisant plusieurs ensembles de paramètres pour cette voie. D'autres calculs Hauser-Feshbach ont été publiés, utilisant divers ensembles pour cette voie [23, 24] ; sur le tableau VII.5 nous comparons les valeurs des sections efficaces théoriques obtenues avec les paramètres du tableau VII.1 et avec ceux qui nous ont semblé les plus différents [23]. Pour les trois énergies incidentes présentées, les différences sont peu importantes.

Tableau VII.5

Sections efficaces différentielles $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} (25°) \rangle_{HF}$ (µb/sr) de quelques états de ^{20}Ne calculées avec différents potentiels otpiques pour la voie $\alpha + ^{22}Na$ à différentes énergies incidentes de ^{14}N.

Niveaux de ^{20}Ne J^{Π}	E^* (MeV)	E_i = 20 MeV Set a	Set b	E_i = 40 MeV Set a	Set b	E_i = 76 MeV Set a	Set b
0^+	0,0	14,4	14,57	14,4	14,65	0,6	0,6
2^+	1,63	5,81	5,87	66,5	67,7	2,5	2,5
4^+	4,25	0,027	0,027	95,	96,6	4,46	4,47

Set a : Ensemble donné dans le tableau VII.1

Set b : Ensemble utilisé par Hanson et al. [23], V = 54,4 MeV, R = 4,76 fm, a = 0,53 fm, W = 9,80 MeV, R_I = 4,76 fm, a_I = 0,53 fm, R_c = 3,92 fm.

Tableau VII.6

Sections efficaces différentielles $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} (25°) \rangle_{HF}$ (µb/sr) de quelques états de ^{20}Ne, calculées avec différents paramètres optiques de la voie $p + ^{25}Mg$ à $E(^{14}N)$ = 20 MeV.

Niveaux de ^{20}Ne J^{Π}	E^* (MeV)	Set a	Set b
0^+	0,0	14,4	15,8
2^+	1,63	5,81	6,37
4^+	4,25	0,027	0,030

Set a : ensemble donné dans le tableau VII.1

Set b : Ensemble utilisé par Ford et al. [24], V = 53,3-0,55 $E_{c.m.}$, R = 3,65 fm, a = 0,65 fm, W = 13,5 MeV, R_I = 3,65 fm, a_I = 0,47 fm, R_c = 3,71 fm.

La voie p+^{25}Mg : Elle n'intervient qu'à basse énergie incidente; aussi, nous n'avons fait le calcul avec deux ensembles différents qu'à E(^{14}N) = 20 MeV (tableau VII.6); ici encore, l'écart entre les deux calculs est faible.

La voie ^{14}N+^{12}C : A basse énergie incidente, le choix des paramètres décrivant cette voie est crucial ; par exemple, à 30 MeV, les sections efficaces pour la réaction ^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne calculées en faisant la sommation 65 jusqu'à l'infini sont dans le rapport 1/1,65 suivant que l'on utilise respectivement pour la voie d'entrée les paramètres employés par Hanson et al. [23] (V = 14 MeV, W = 0,4 + 0,1 $E_{c.m.}$ MeV, R = 6,35 fm, $R_I = R_c$ = 6,58 fm, a = a_I = 0,35 fm) ou ceux du tableau VII.1. Cela provient du fait que, sans limitation sur σ(J) (équation 65), la principale contribution à la section efficace est due aux moments angulaires situés autour de la valeur J_{gr} de la voie d'entrée où les coefficients de transmission dépendent fortement des paramètres du modèle optique.

A plus haute énergie, cet effet n'est plus important car, pour la réaction ^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne, on doit limiter la sommation 65 à J_{cr} dans une région de moments angulaires où les coefficients de transmission sont tous voisins de l'unité quels que soient les paramètres utilisés, cela est aussi vrai pour la réaction ^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg car le développement σ(J) n'est important que dans le domaine où les coefficients T_ℓ sont voisins de 1.

La voie ^{6}Li+^{20}Ne : Les paramètres utilisés (tableau VII.1) sont ceux de Bethge et al [29] obtenus dans l'analyse de la diffusion élastique ^{6}Li + ^{19}F à E(^{6}Li) = 20 MeV. Cette énergie, dans le système du laboratoire, des ions ^{6}Li, correspond à l'étude de la réaction ^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne vers l'état fondamental à E(^{14}N) = 42,5 MeV (E(^{6}Li) ≃ 40 MeV correspondrait à E(^{14}N) = 76 MeV). Hanson et al. [23] ont utilisé les paramètres de la même référence [29] employant un potentiel imaginaire de surface alors que nous avons choisi l'ensemble avec une absorption de volume qui fournit un meilleur accord avec les points expérimentaux de la diffusion élastique ^{6}Li + ^{19}F.

A basse énergie (E(^{14}N) ≃ 30 MeV), en faisant la sommation 65 sans limitation, la valeur absolue des sections efficaces pour la réaction ^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne calculée avec le potentiel ^{6}Li du tableau VII.1 est

deux fois celle obtenue en utilisant le potentiel avec absorption de surface. Cette sensibilité diminue fortement quand intervient la limitation sur la sommation 65. Par exemple, la section efficace théorique est réduite de 15 % à 52 MeV et augmentée de 25 % à 76 MeV quand on utilise l'ensemble avec absorption de surface au lieu de celui avec absorption de volume, la somme 65 étant limitée aux valeurs J_{cr} données dans le tableau VII.2.

Il faut néanmoins remarquer que l'accord entre les résultats théoriques pour des énergies incidentes élevées existe car la limitation dans l'équation 65, nécessaire pour reproduire les valeurs expérimentales, a lieu pour des valeurs de J situées sur la pente croissante de $\sigma(J)$; cette pente varie peu avec les paramètres de potentiel optique car elle dépend essentiellement des moments angulaires pour lesquels les coefficients de transmission sont voisins de 1 et ainsi la section efficace est peu sensible aux paramètres utilisés. Cela est illustré sur la figure 51 où, pour $E(^{14}N) = 45$ MeV, on a tracé $\sigma(J)$ pour l'état fondamental en utilisant les paramètres décrivant les voies d'entrée et de sortie du tableau VII.7. Bien que la courbe I (paramètres utilisés dans ce travail) et la courbe IV (paramètres employés par Hanson et al. [23]) soient les plus différentes, les sections efficaces différentielles obtenues en limitant le développement 65 à $J_{cr} = 13\,\hbar$ (tableau VII.2) ne diffèrent que d'environ 20 %, les valeurs étant en bon accord avec l'expérience. On peut aussi remarquer que la section efficace théorique est plus sensible à la coupure (pour $J_{cr} > 13\,\hbar$) dans le cas de la courbe I que de la courbe IV, la section efficace calculée avec $J_{cr} = 14\,\hbar$ est deux fois celle calculée pour $J_{cr} = 13\,\hbar$ avec l'ensemble I et seulement 1,6 fois celle obtenue dans les mêmes conditions avec l'ensemble IV.

Cette influence des paramètres des potentiels optiques limite la confiance en la déterminant de J_{cr} aux basses énergies ($E(^{14}N) \leqslant 30$ MeV). Par exemple, l'ensemble I avec $J_{cr} = 10\,\hbar$ et l'ensemble IV sans limitation reproduisent les valeurs absolues mesurées pour les distributions angulaires de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ à 30 MeV [2]. Heureusement, à plus haute énergie, la valeur de J_{cr} est indépendante du choix de ces paramètres.

Néanmoins, récemment Klapdor et al. [31] ont mis l'accent sur cette sensibilité aux paramètres optiques en remarquant que l'utilisation, pour la voie $^{6}Li + ^{20}Ne$, des paramètres moyens décrivant la diffusion d'ions lourds (paramètres dépendant de l'énergie du tableau VII.1) permettait

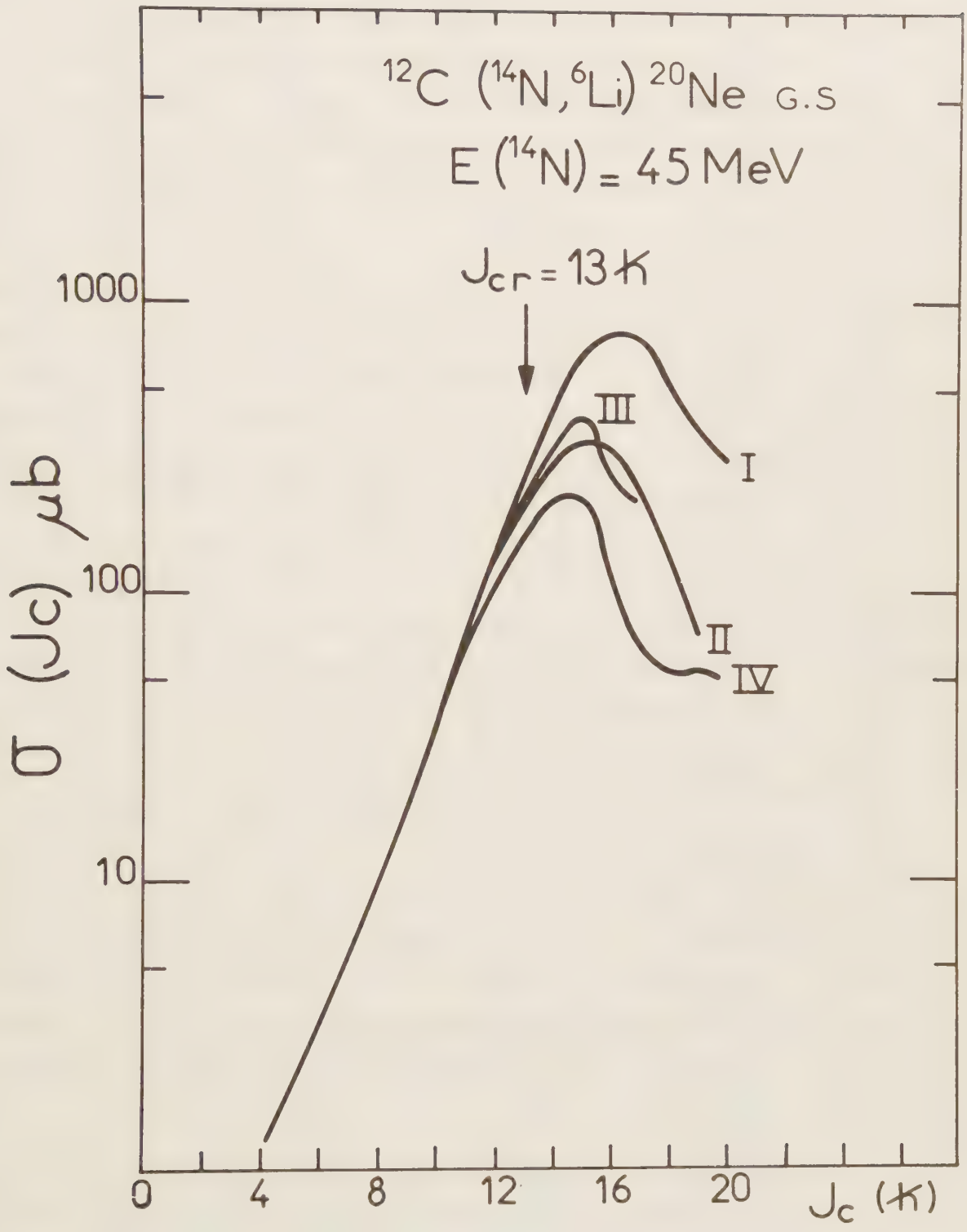

Fig. 51 Développements σ(J) (équation 64) pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ (0^{+} 0.0 MeV) à 45 MeV calculés avec les paramètres optiques du tableau VII.7.

Tableau VII.7

Paramètres de potentiel optique pour les voies $^{14}N + ^{12}C$ et $^{6}Li + ^{20}Ne$ utilisés pour les courbes de la figure 51 : Courbes I : (A,C), II : (A,D), III : (B,C), IV (B,D). Les potentiels sont avec une absorption de volume sauf l'ensemble D qui a une absorption de surface.

Système		V (MeV)	R (fm)	a (fm)	W (fm)	R_I (fm)	a_I(fm)	R_{coul}(fm)
$^{14}N + ^{12}C$	A	100.	5.60	0.48	27.	5.92	0.26	6.58
	B	14.	6.35	0.35	0.4+0.1 E_{cm}	6.58	0.35	6.58
$^{6}Li + ^{20}Ne$	C	65.5	4.02	0.41	12.	3.87	1.48	6.79
	D	35.5	3.85	0.92	7.94	4.65	0.89	6.79

d'éviter la limitation dans le développement 65 pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$, même jusqu'à $E(^{14}N)$ = 76 MeV. En effet, sur la figure 52, nous comparons sans normalisation les points expérimentaux pour les deux premiers états de ^{20}Ne, la courbe obtenue précédemment (figure 44) avec les valeurs J_{cr} du tableau VII.2 et le résultat, sans limite sur J, obtenu en utilisant les paramètres $^{6}Li + ^{20}Ne$ suggérés dans la référence 31. Dans ce dernier cas, nous n'avons fait le calcul qu'à quatre énergies; néanmoins, on voit qu'à 76 MeV l'accord est bon; à 52 MeV les sections efficaces sont inférieures d'un facteur trois à nos valeurs expérimentales ; Klapdor et al. [31], comparant ce calcul aux valeurs absolues obtenues par Marquardt et al[5], avaient donc aussi conclu à un bon accord mais nous avons mentionné précédemment que les valeurs données dans la référence 5 semblaient environ trois fois trop faibles; à plus basse énergie, l'écart est encore plus grand (un facteur 3 à 5 à 30 MeV par exemple).

On peut conclure en disant que les paramètres optiques de la voie de sortie ont une influence sur l'analyse ; mais néanmoins on ne peut les choisir sans aucune liaison avec l'expérience. L'une des justifications de notre choix est qu'aux energies incidentes moyennes ($E(^{14}N) \simeq 40 - 50$ MeV) correspondent des énergies d'ions ^{6}Li d'environ 20 MeV et que les paramètres utilisés ici reproduisent de bonne façon la diffusion élastique $^{6}Li + ^{19}F$ à 20 MeV, ce qui n'est pas le cas des paramètres suggérés dans la référence 31 (voir figure 53). On peut ajouter, en outre, que les paramètres de Bassani et al. [32], qui décrivent la diffusion élastique $^{6}Li + ^{16}O$ à 29,8 MeV, conduisent au même résultat pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ que ceux de Bethge et al. [29]; la distribution angulaire calculée avec ces paramètres [32] ne reproduit toutefois pas la diffusion élastique $^{6}Li + ^{19}F$ à 20 MeV (figure 53) mais le désaccord est cependant nettement moins violent qu'avec l'ensemble de la référence 31.

En définitive, l'ensemble des incertitudes que l'on peut assigner au calcul Hauser-Feshbach conduit à une imprécision sur la détermination de J_{cr} que l'on peut estimer à $\pm$ 1 $\hbar$, c'est-à-dire une erreur d'environ un facteur deux sur les valeurs absolues des sections efficaces théoriques de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ pour les énergies de ^{14}N supérieures à environ 40 MeV.

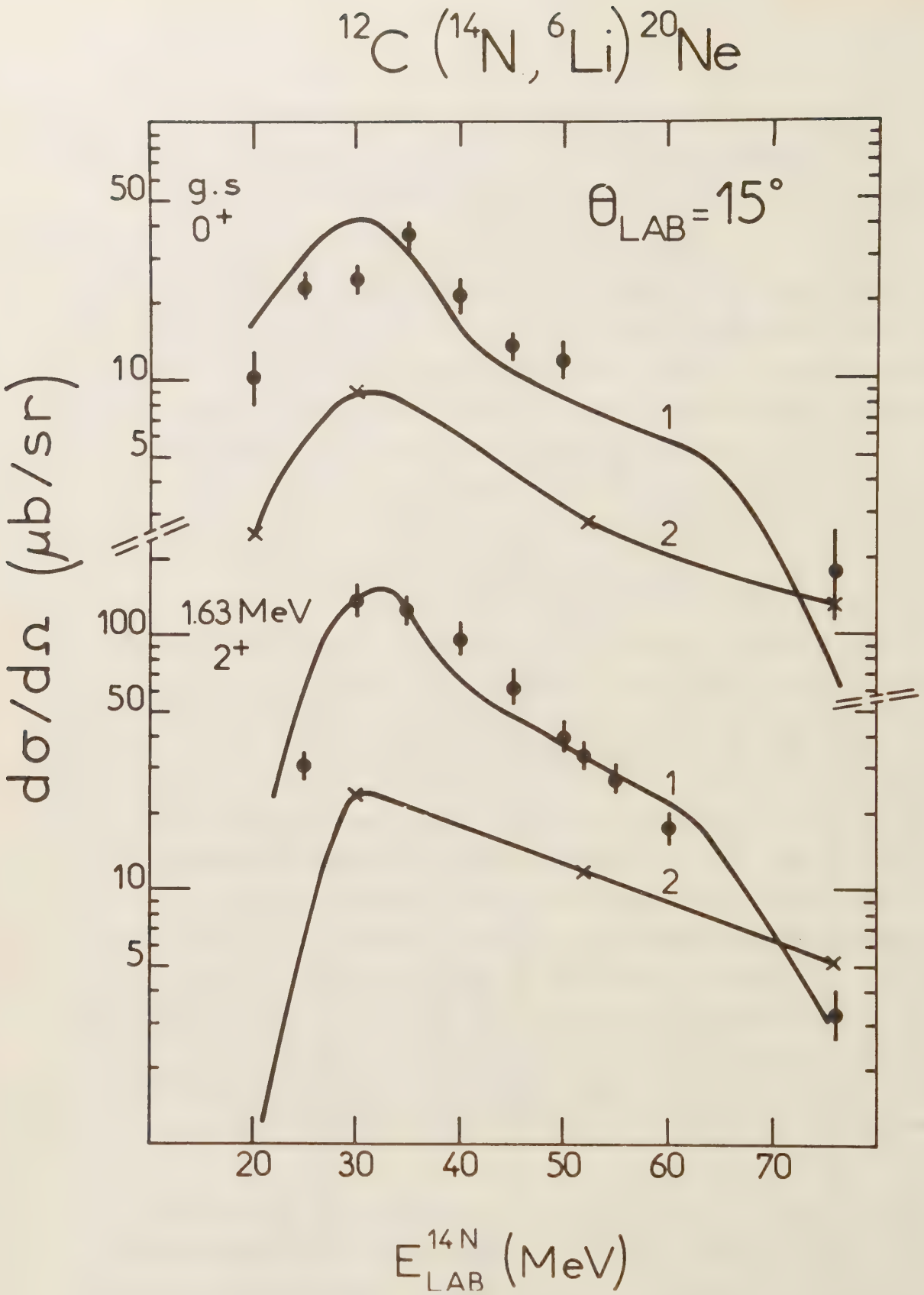

Fig. 52 Comparaison entre les fonctions d'excitation mesurées pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ et les prévisions du calcul Hauser-Feshbach effectué avec différents paramètres optiques de la voie $^{6}Li + ^{20}Ne$: ensemble C du tableau VII.7 pour la courbe 1 et ensemble de la réf. 31 pour la courbe 2.

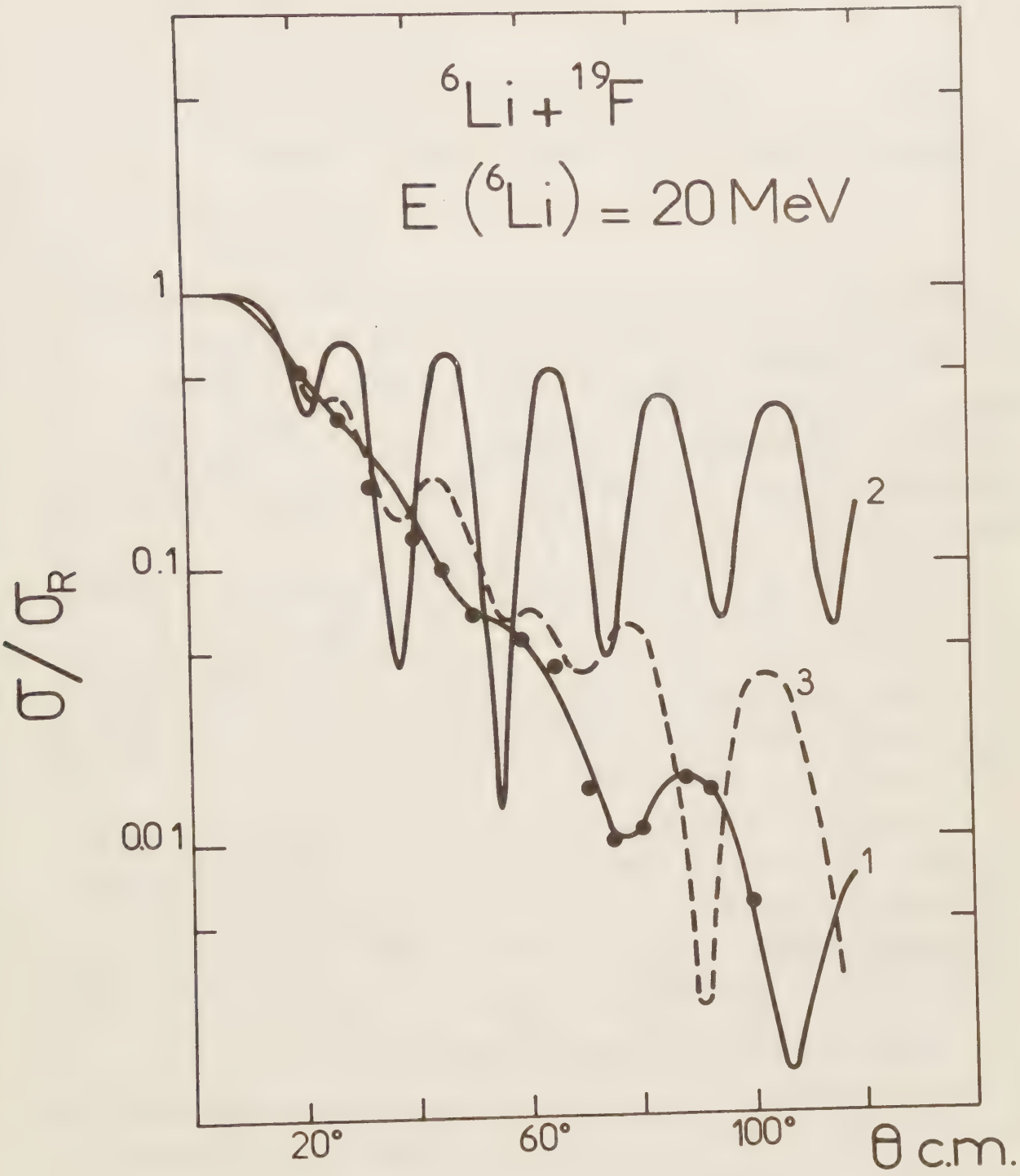

Fig. 53. Distribution angulaire de la diffusion élastique $^6Li + ^{19}F$ (réf. 29). Les courbes sont les résultats du calcul par le modèle optique : Courbe (1) avec l'ensemble C du tableau VII.7, courbes (2) et (3) avec les ensembles donnés dans les ref. 31 et 32 respectivement.

CHAPITRE VIII

INTERPRETATION PHYSIQUE DES MOMENTS ANGULAIRES CRITIQUES

Ainsi, pour des énergies incidentes supérieures à 30 MeV, nous avons observé que les moments angulaires disponibles dans la voie d'entrée $^{14}N + {}^{12}C$ ne contribuaient au noyau composé que jusqu'à une certaine valeur J_{cr} inférieure à la valeur J_{gr}. Cette limitation dans la fusion des ions est un phénomène qui a été abondamment étudié ces dernières années pour des systèmes plus lourds [33]. On peut en donner au moins deux explications :

La limitation serait dûe au noyau composé qui ne peut être formé avec le moment angulaire incident parce que celui-ci est situé au-delà de la ligne yrast (ligne des énergies E_x les plus basses pour un moment angulaire donné I dans le diagramme $E_x = f(I)$) ou parce que le noyau lui-même, quelle que soit son énergie d'excitation, ne peut exister avec le moment angulaire apporté (coupure de la ligne yrast).

L'inhibition de la fusion pourrait être aussi due à la voie d'entrée ; soit que les barrières centrifuges et la répulsion coulombienne entre les deux ions en collision empêchent cette fusion ou/et que la viscosité à la surface de ces fragments dissipe une partie du moment angulaire qui était disponible avant la collision.

VIII.1. Sensibilité à J_{cr} de la section efficace de fusion

Dans la plupart des déterminations de moments angulaires critiques [33,34], on mesure la section efficace de fusion σ_{fus} des deux ions et on compare sa valeur à la section efficace de réaction σ_R.

σ_R est aussi la section efficace d'absorption et on peut l'écrire avec les notations du chapitre VI

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\Pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\ell s} T_\ell(\alpha) = \sum_{J\Pi} \sigma_{comp}^{J\Pi}(\alpha) \cdot \qquad (66)$$

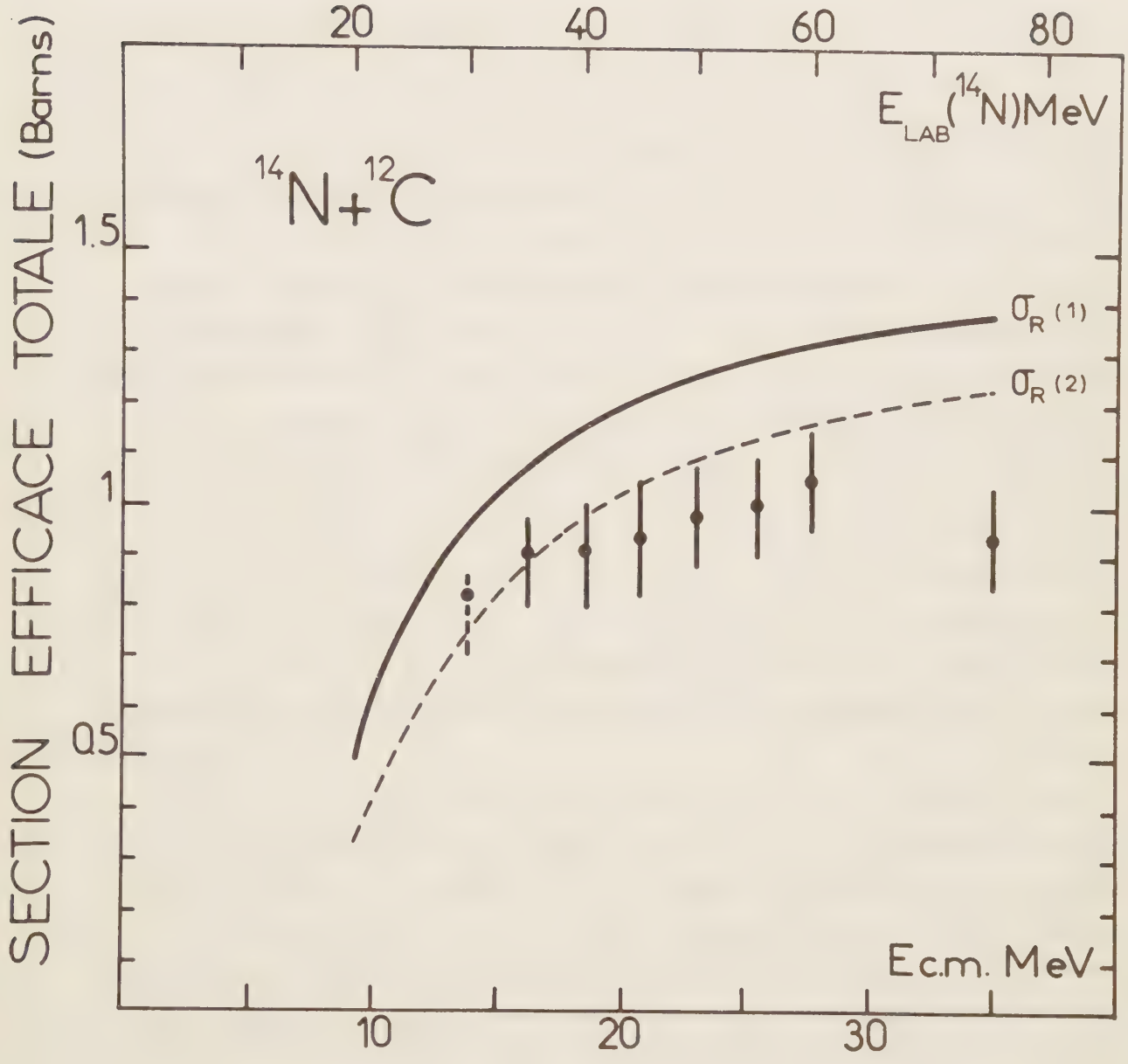

Fig. 54 $\sigma_{fus} = f(E_{c.m.})$ pour le système $^{14}N + ^{12}C$ calculée en limitant la somme 66 aux valeurs J_{cr} du tableau VII.2, les barres d'erreur correspondent à l'incertitude de ± 1 ħ; les courbes (1) et (2) représentent σ_R calculée en utilisant pour la voie d'entrée les ensembles de paramètres optiques A et B du tableau VII.7 respectivement.

Cette section efficace de réaction est égale à la section efficace de formation du noyau composé quand la sommation sur J n'est pas limitée.

Sur la figure 54, on donne, en fonction de l'énergie incidente, les valeurs σ_{fus} pour le système $^{14}N + ^{12}C$ calculées en utilisant les paramètres du modèle optique du tableau VII.1 pour la voie d'entrée. Les points sont obtenus en calculant la somme 66 jusqu'à J_{cr} (tableau VII.2), les barres d'erreur correspondent à l'indétermination de $\pm 1\hbar$ sur les valeurs de J_{cr}. Ces points seraient peu différents s'ils étaient obtenus avec les paramètres de Hanson et al. [23] (ensemble B du tableau VII.7). Les courbes continues et en tirets sont les résultats du calcul sans limitation dans la somme 66. Malgré une légère influence des paramètres du potentiel optique, on constate que, pour les énergies $E(^{14}N)$ jusqu'à 60 MeV, on observerait au maximum une différence de l'ordre de 20 % entre les sections efficaces de fusion et de réaction; un tel écart est du même ordre que la précision expérimentale que l'on peut espérer dans une mesure de σ_{fus}. Il faut aussi remarquer que cet écart se traduit, par exemple à $E(^{14}N) = 60$ MeV, par une coupure à une valeur J_{cr} inférieure de $3\hbar$ à la valeur J_{gr}, la section efficace théorique pour la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ variant alors d'un facteur 5.

Ainsi, on peut souligner que l'étude de la désintégration d'un noyau composé dans une voie de sortie particulière permet d'obtenir une grande sensibilité des sections efficaces à la limitation de la fusion. Cette sensibilité est d'ailleurs beaucoup plus grande que pour la section efficace de fusion elle-même. En outre, la séparation expérimentale des états individuels du noyau résiduel permet de fixer, avec une bonne précision, les paramètres de l'analyse.

VIII.2. Limitation due à la voie d'entrée

La limitation de la fusion des ions lourds est généralement interprétée comme étant due aux conditions imposées dans la voie d'entrée depuis que les expériences de Zebelman et al. [35] ont montré que la limite de formation du noyau composé ^{170}Yb à une énergie d'excitation donnée dépendait du système initial. Les modèles pour reproduire les moments angulaires expérimentaux n'ont été proposés que récemment. Il faut noter en outre que la plupart des approches suggèrent de remplacer la notion de moment angulaire critique par celle de rayon critique qui serait la distance minimale à laquelle les deux

ions doivent pouvoir s'approcher pour former un noyau composé.

Ces modèles ont été élaborés pour des systèmes plus lourds que celui étudié ici et des moments angulaires beaucoup plus grands ; aussi, des approximations sont faites, telles que la négligence des spins intrinsèques des noyaux en collision et l'utilisation d'un modèle à bord franc pour déterminer les coefficients de transmission T_ℓ

$$T_\ell \begin{cases} = 1 & \ell \leqslant \ell_{max} \\ = 0 & \ell > \ell_{max} \end{cases}$$

Avec ces approximations, on peut écrire la section efficace de réaction σ_R :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\, T_\ell = \frac{\pi}{k_\alpha^2} (\ell_{max}+1)^2 \,. \qquad (67)$$

Si, pour la fusion, la sommation est limitée à ℓ_{cr}, la section efficace σ_{fus} s'écrit :

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} (\ell_{cr}+1)^2 \text{ avec } \ell_{cr} \leqslant \ell_{max} \,.$$

Pour obtenir la fusion, il faut que l'énergie incidente dans le centre de masse E compense le potentiel d'interaction $V(R_{cr})$ (interaction nucléaire et coulombienne) et la barrière centrifuge en R_{cr} qui est la distance au maximum du potentiel :

$$E = V(R_{cr}) + \frac{\hbar^2\, \ell_{cr}(\ell_{cr}+1)}{2\mu R_{cr}^2} \qquad (68)$$

(μ est la masse réduite); en posant $\ell_{cr} >> 1$ on obtient :

$$\sigma_{fus} = \pi\, R_{cr}^2 \left(1 - \frac{V(R_{cr})}{E}\right) \,. \qquad (69)$$

Ainsi la courbe expérimentale $\sigma_{fus} = f(1/E)$ permet de déterminer le rayon R_{cr} et la hauteur du potentiel d'interaction en ce point.

Récemment, D. Glas et U. Mosel [36] ont montré que l'expérience pouvait en fait fournir deux couples de valeurs $(V(R_{cr}), R_{cr})$. Sur la figure 55 on a tracé schématiquement différents potentiels totaux $U_\ell(R)$ et on a porté deux rayons R_{fus} et R_B; le premier est la distance minimale pour que les deux ions en présence puissent fusionner et le second est situé au maximum extérieur de la barrière de potentiel (on suppose ici que R_B est fixe quand ℓ varie). $U_\ell(R)$ croît plus vite avec ℓ pour les plus petites valeurs de R que pour les grandes et, en particulier, $U_\ell(R_{fus})$ peut devenir plus grand que $U_\ell(R_B)$. Pour obtenir la fusion, il faut franchir la barrière en R_B pour $E < E_1$ mais pour $E > E_1$ c'est la hauteur de la barrière en R_{fus} qui limitera la fusion. Ainsi, on aura schématiquement deux comportements pour la section efficace de fusion :

$$E \text{ petit} : \sigma_{fus} = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V(R_B)}{E}\right) \tag{70}$$

$$E \text{ grand} : \sigma_{fus} = \pi R_{fus}^2 \left(1 - \frac{V(R_{fus})}{E}\right) \tag{71}$$

D. Glas et U. Mosel [36] ont suggéré que les valeurs $r_o \simeq 1{,}4$ fm et $r_o \simeq 1{,}0$ fm trouvées par Gutbrod et al. [34] et Galin et al. [33] correspondaient à la détermination de R_B et R_{fus} respectivement $(R = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))$. Si on fixe R_{cr}, l'ordonnée pour E très grand de $\sigma_{fus} = f(1/E)$ peut être obtenue ; sur la figure 56 on a tracé deux droites, la courbe (1) correspond à $r_o = 1{,}4$ fm et la courbe (2) à $r_o = 1{,}0$ fm (le rond blanc correspond à la valeur $J_{cr} = 19\hbar$ obtenue par R.G. Stokstad [2] à $E(^{14}N) = 90$ MeV; la courbe (1) est celle avec $V(R_B) = 6$ MeV, pour la courbe (2) nous avons utilisé $V(R_{fus}) = -14$ MeV qui donne un bon accord pour le système $^{12}C + ^{27}Al$ [36].

Comme il était prévisible, c'est la formule (70), valable pour les basses énergies, qui reproduit la plus grande partie de nos résultats comme cela est aussi le cas pour les expériences de Gutbrod et al. [34] pour les systèmes $^{32}S + ^{24}Mg$, ^{27}Al, ^{40}Ca et ^{58}Ni à $E(^{32}S)$ de 67 à 132 MeV.

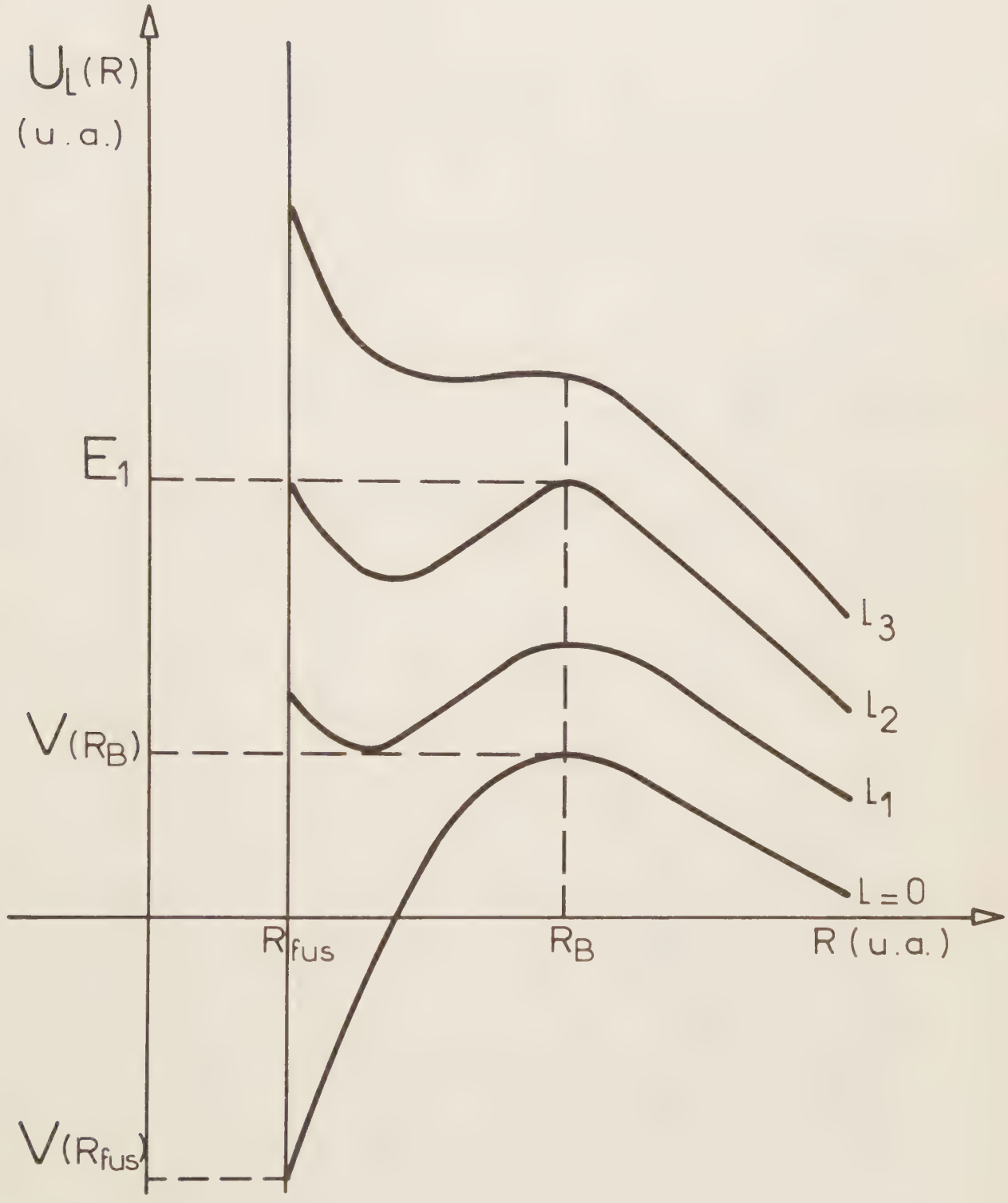

Fig. 55 Schémas de courbes de potentiels totaux :

$$U_\ell(R) = V(R) + \frac{\hbar^2 \cdot \ell(\ell+1)}{2\mu R^2}$$

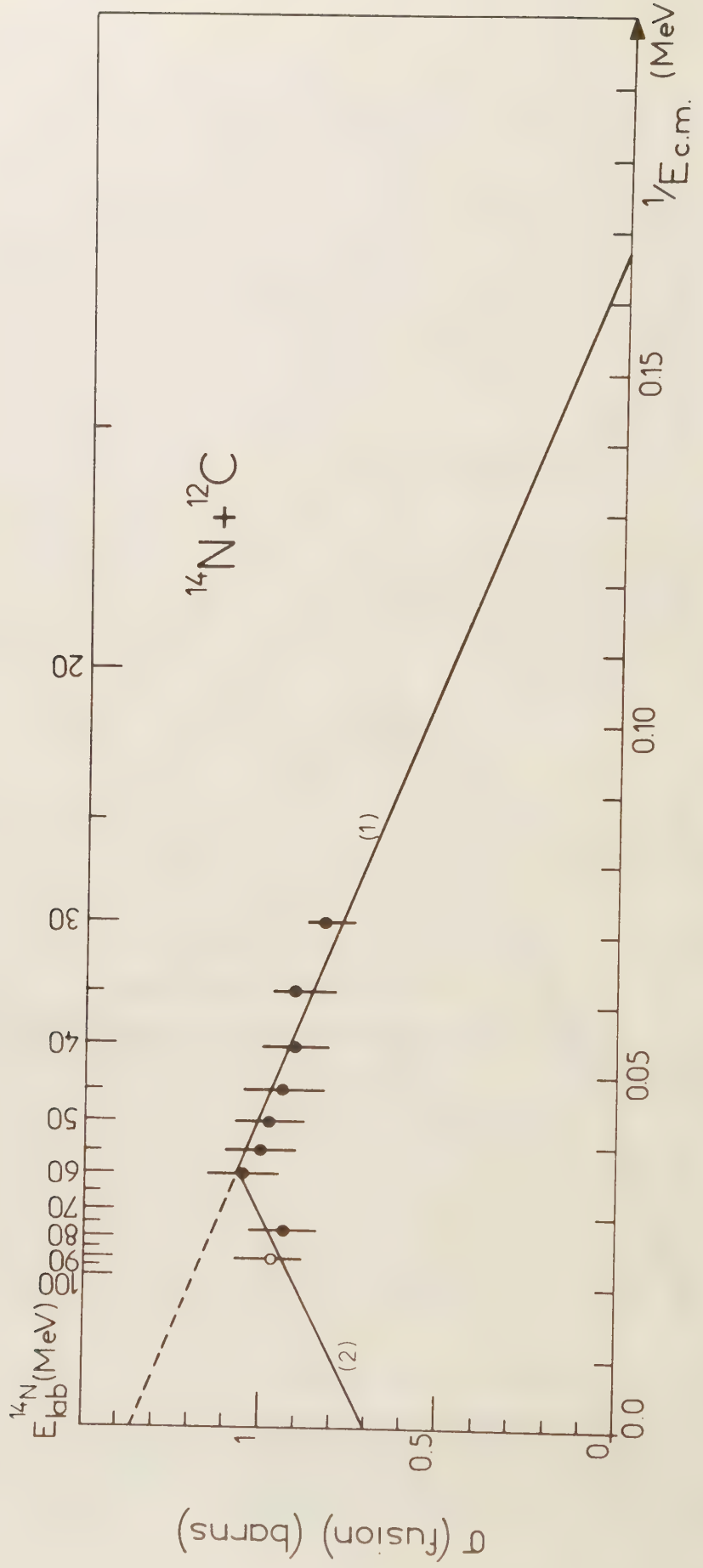

Fig. 56 $\sigma_{fus} = f(1/E)$ pour le système $^{14}N + ^{12}C$, les courbes (1) et (2) correspondent respectivement aux équations 70 et 71 ($V_{R_B} = 6$ MeV, $R_B = 1.4\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm et $V_{R_{fus}} = -14$ MeV, $R_{fus} = 1.0\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm).

Les deux points à E(^{14}N) = 76 et 90 MeV (figure 56) sont nettement en dehors de la courbe (1) et sont bien reproduits par l'approximation à haute énergie.

Il faut cependant souligner que ce modèle rend compte des données présentées ici, mais que l'imprécision de ± 1 $\hbar$ sur J_{cr} est telle (cela correspond à une erreur d'environ 10 % sur σ_{fus}) qu'on ne peut fixer les paramètres avec précision ; par exemple, on pourrait aussi bien conclure que la section efficace est quasi indépendante de l'énergie. Des mesures à plus haute énergie incidente devraient permettre de préciser la validité de ce modèle.

Ces grandeurs $V(R_{fus})$, R_{fus}, $V(R_B)$ et R_B permettent de paramétriser l'expérience indépendamment du potentiel d'interaction. Une autre approche consiste à proposer un modèle pour le potentiel afin de prédire les caractéristiques de la fusion des ions lourds. En particulier celui de R. Bass [37] utilisant un potentiel déduit du modèle de la goutte liquide permet, avec une formulation simple, de reproduire bon nombre de résultats expérimentaux :

Le potentiel utilisé est de la forme :

$$U_\ell(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + \frac{\hbar^2 \ell^2}{2\mu_{12} R^2} - \frac{d}{R_{12}} a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3} \exp\left(-\frac{R-R_{12}}{d}\right) \qquad (72)$$

Les deux premiers termes sont l'interaction coulombienne et la barrière centrifuge, le troisième est le potentiel nucléaire obtenu à partir du modèle de la goutte liquide, a_s est le paramètre d'énergie de surface, $R_{12} = r_o (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ est la somme des rayons de densité moitié pour les deux ions ($r_o \simeq 1$ fm) et d est la portée dont la valeur a été fixée par R. Bass [37] de façon à reproduire les données expérimentales ; le potentiel entre les deux fragments est ainsi entièrement spécifié par l'équation 72 pour $R \geq R_{12}$. Sur la figure 57 ce potentiel est tracé pour le système ^{14}N + ^{12}C pour quelques valeurs de ℓ, les paramètres utilisés sont ceux obtenus par R. Bass [37] : a_s = 17 MeV, d = 1.35 fm sauf r_o qui est égal ici à 1.0 fm (au lieu de 1.07 fm).

Dans ce modèle, on suppose que la fusion a lieu si les deux ions peuvent s'approcher jusqu'à R_{12}; par exemple, le moment angulaire critique pour l'énergie E_1 = 13.3 MeV sera 12 $\hbar$ (figure 57); cela sera vrai tant que le maximum de la barrière se trouve à $R \geq R_{12}$ (dans notre cas la limite est environ 17 $\hbar$ (E_2 = 28.3 MeV)).

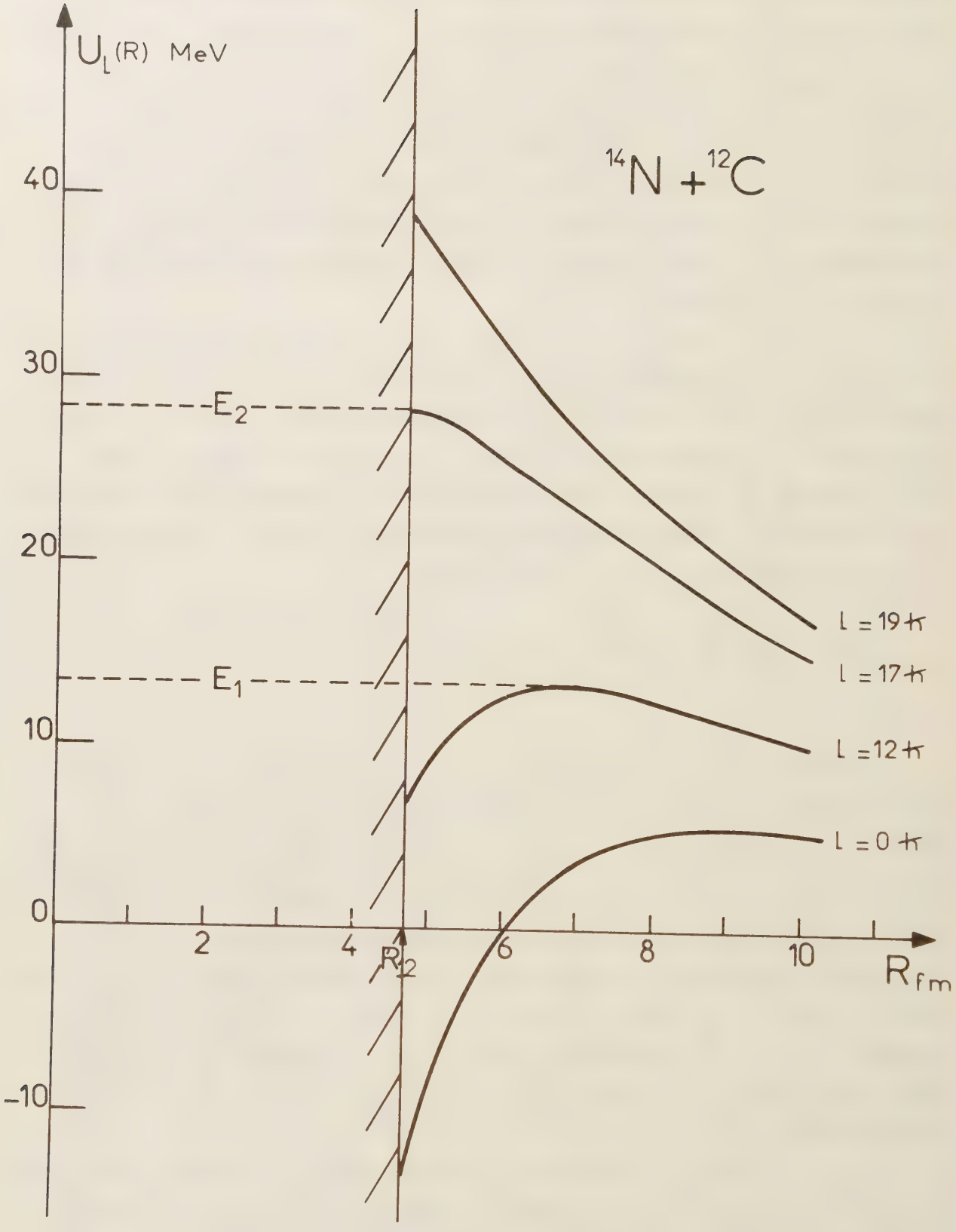

Fig. 57 Courbes des potentiels $U_\ell(R)$ définis par l'équation 72 pour le système $^{14}N + ^{12}C$(d = 1.35 fm, a_s = 17 MeV, $R_{12} = 1.0\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ fm)).

Pour $E \geqslant E_2$ les deux ions se pénètrent jusqu'à R_{12} où ils subissent une friction qui est supposée n'être très forte qu'en $R = R_{12}$, elle a pour effet de réduire le moment angulaire orbital par un facteur $1/f$ ($f < 1$); la configuration au contact conduit à la fusion si le potentiel $U_\ell(R_{12})$ (équation 72) calculé avec la barrière centrifuge pour $\ell' = f\ell$ est attractif. En utilisant la valeur $f = 5/7$ donnée par R. Bass [37], le moment angulaire critique maximal serait alors $\simeq 23\hbar$ ($E_3 \simeq 63,5$ MeV).

Au-dela de E_3, le moment angulaire critique reste ensuite constant quand E varie.

Sur la figure 58 sont tracées les valeurs de moments angulaires obtenues par ce modèle pour le système $^{14}N + ^{12}C$ en fonction de l'énergie incidente (et de façon équivalente en fonction de l'énergie d'excitation de ^{26}Al). Les données obtenues pour J_{cr} (tableau VII.2) dans ce travail sont aussi comparées aux courbes obtenues avec trois valeurs de r_o. Les résultats sont fortement sensibles à la variation de ce paramètre et le meilleur accord est obtenu avec $r_o \simeq 0,9$ fm ; cette valeur est compatible avec les résultats publiés, par exemple la valeur $r_o = 1,0 \pm 0,07$ fm a été obtenue par Galin et al. [33].

VIII.3 Limitation due au noyau composé

Cependant, le fait que ces modèles soient en très bon accord avec les valeurs de J_{cr} déterminées ici ne suffit pas pour affirmer que des limitations propres au noyau composé ne puissent expliquer ces valeurs.

L'une des limitations possibles est l'absence de niveaux ayant un spin supérieur à une valeur J_y à une énergie d'excitation donnée (ligne yrast). Si pour les noyaux lourds les valeurs J_y prédites sont toujours beaucoup plus grandes que les grandeurs J_{cr} mesurées, il n'en est pas de même pour les noyaux légers.

Par exemple, si on suppose que le noyau est une sphère rigide en rotation on peut écrire l'énergie d'excitation pour un spin J :

$$E_x = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} J(J+1) \text{ avec } \mathcal{J} = \frac{2}{5} r_o'^2 A^{5/3}$$

($\mathcal{J}$ est le moment d'inertie).

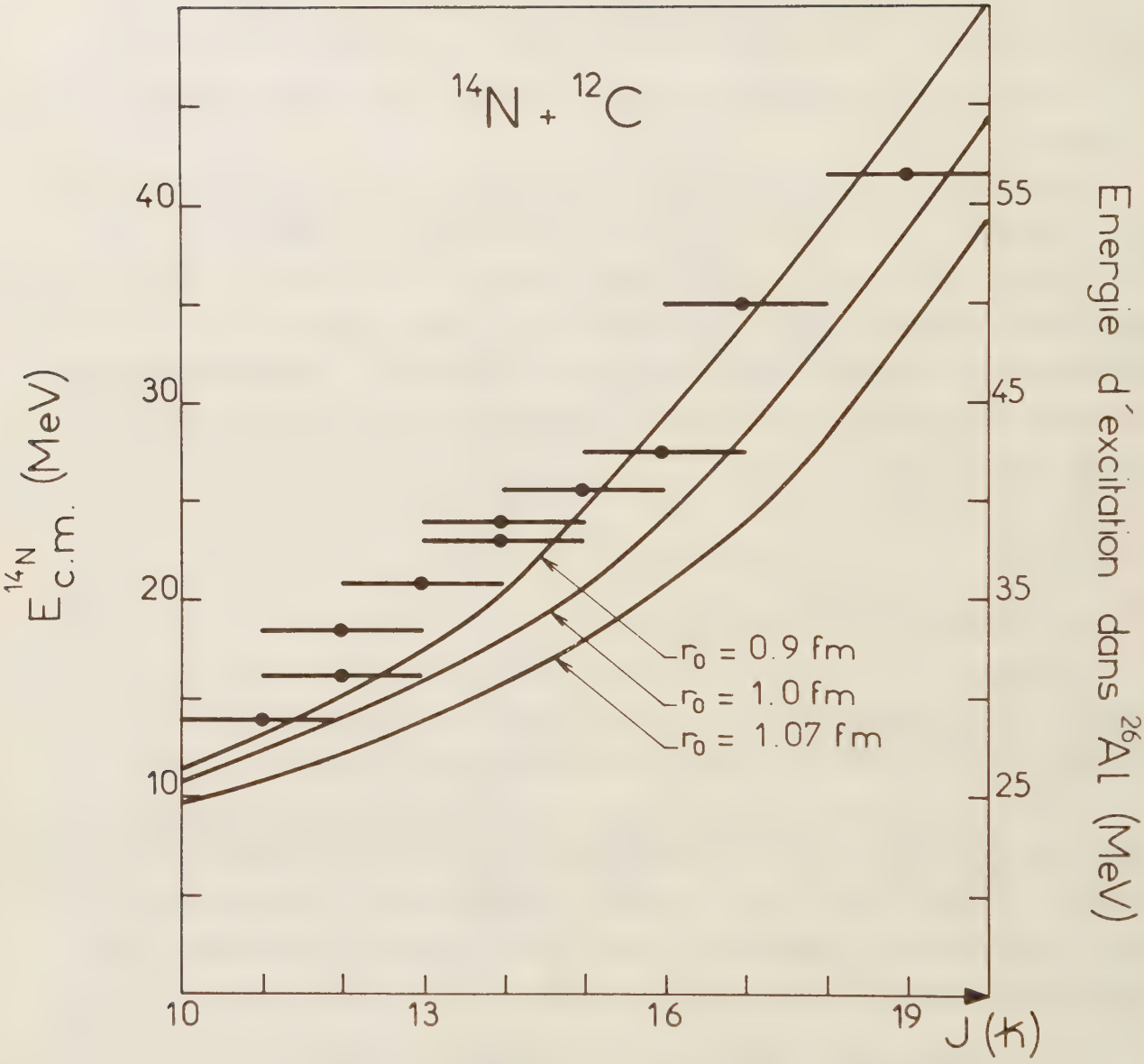

Fig. 58 Comparaison entre les valeurs J_{cr} du tableau VII.2 et les prévisions du modèle de Bass pour le système $^{14}N + ^{12}C$ suivant différentes valeurs de r_o.

Pour une énergie incidente beaucoup plus grande que la hauteur du potentiel nucléaire et coulombien V(R), la limitation serait principalement due à la barrière centrifuge et on aurait :

$$E_{c.m.} = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu_{12} R_{12}^2} .$$

Les valeurs de moments angulaires J (ou ℓ si on néglige les spins intrinsèques) croissent alors avec $E_{c.m.}$ ou E_x suivant une pente $\frac{2\mu_{12}R_{12}^2}{\hbar^2}$ ou $\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2}$ si la limitation est due respectivement à la voie d'entrée ou à la ligne yrast du noyau composé. Ces pentes sont égales si :

$$\frac{A_1 A_2}{(A_1+A_2)} \; r_o^2 \; (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 = \frac{2}{5} r_o'^2 (A_1+A_2)^{5/3}$$

où r_o er r' sont les rayons tels que $R_{12} = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ et $R_s = r_o'(A_1 + A_2)^{1/3}$, R_s étant le rayon de la sphère équivalente au noyau composé. Si on choisit r_o = 1fm, cette égalité a lieu pour $r_o' \simeq 1.25$ fm, cette dernière valeur étant raisonnable pour le rayon du noyau ^{26}Al. Dans le cas des réactions de fusion entre ions lourds telles que, par exemple, le système $^{40}_{18}Ar + ^{107}_{47}Ag$, le même calcul donne $r_o' = 1{,}09$ fm, valeur qui est trop petite pour le rayon de $^{147}_{65}$ Tb.

Sur le tableau VII.2, les valeurs du moment d'inertie $\mathcal{J}$ déduites à partir des grandeurs J_{cr} obtenues pour les énergies d'excitation atteintes dans ^{26}Al sont comparées au moment d'inertie d'une sphère rigide $\mathcal{J}_{rig}$ avec $r_o' = 1{,}25$ fm. En utilisant ce rayon on aurait $\mathcal{J}/\mathcal{J}_{rig} = 0{,}51$ pour la bande de rotation basée sur l'état fondamental de ^{26}Al. La variation de de $0{,}5\,\mathcal{J}_{rig}$ à $\mathcal{J}_{rig}$ (tableau VII.2) quand l'énergie d'excitation augmente est en excellent accord avec les caractéristiques de la ligne yrast [38]. Les résultats du tableau VII.2 sont illustrés sur la figure 59.

D'autres limites propres au noyau composé peuvent aussi exister. Par exemple, on peut considérer les formes d'équilibre d'un noyau dans le cadre d'un modèle de goutte liquide [39] et obtenir une valeur maximale du moment angulaire du noyau quelle que soit son énergie d'excitation (environ 25 $\hbar$ pour ^{26}Al d'après une figure de la référence [39]).

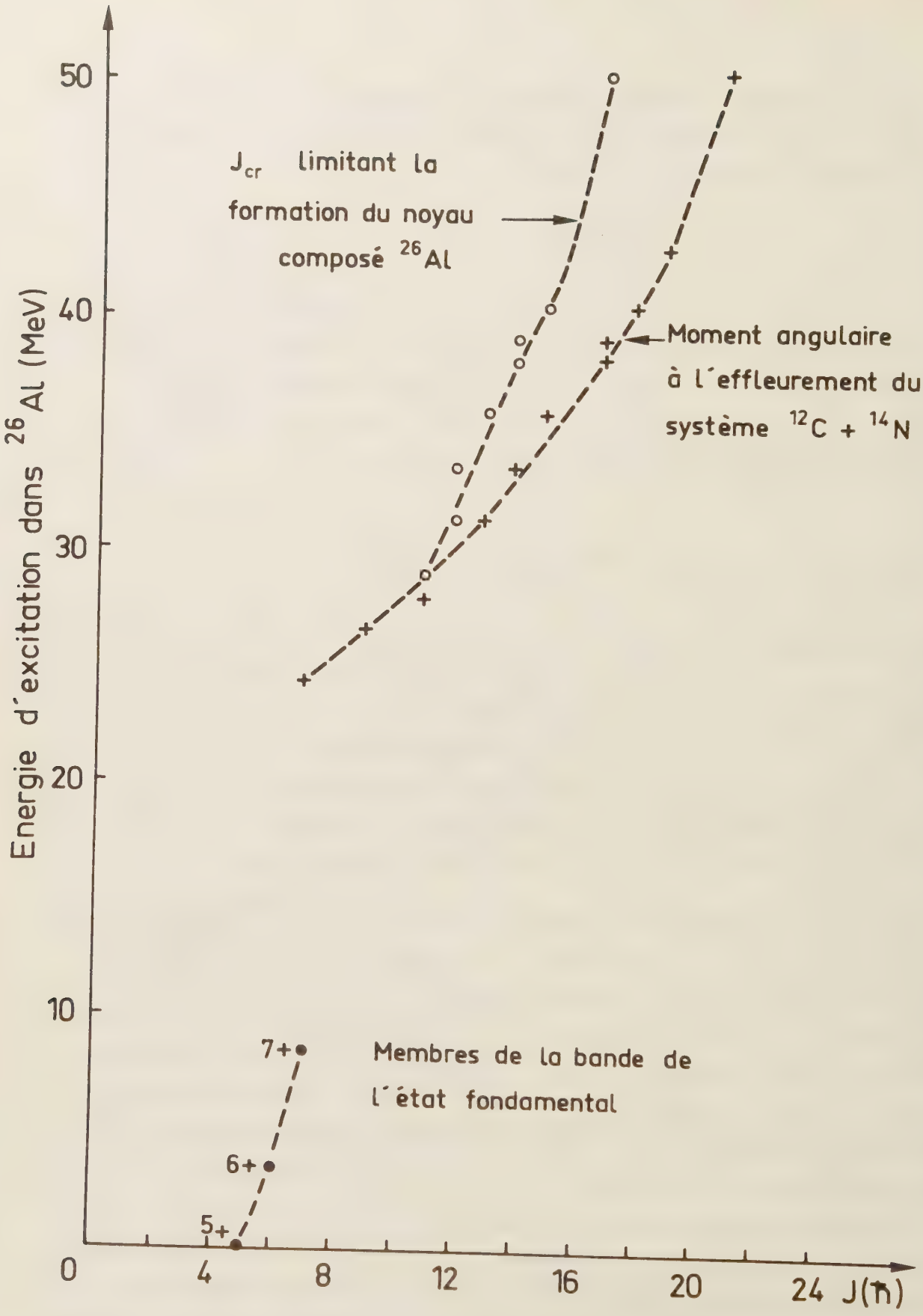

Fig. 59 Valeurs J_{cr} et J_{gr} pour le système $^{14}N + ^{12}C$ suivant l'énergie d'excitation atteinte dans ^{26}Al. On montre aussi les trois premiers membres de la bande de rotation basée sur l'état fondamental de ^{26}Al.

L'étude d'une réaction conduisant au noyau composé ^{26}Al dans le même domaine d'énergie d'excitation que celui atteint ici, mais par une autre voie d'entrée, devrait permettre de distinguer entre les interprétations physiques de J_{cr}. Les expériences sur le système $^{10}B + ^{16}O$ réalisées par plusieurs groupes [2, 24] peuvent être utilisées dans ce but. En particulier, la réaction $^{10}B(^{16}O, ^{6}Li)^{20}Ne$ a été étudiée entre $E(^{16}O) = 24$ et 46 MeV, ce qui correspond à un domaine en énergie d'excitation dans ^{26}Al entre 29 et 37 MeV ($E(^{14}N)$ entre 30 et 50 MeV).

Nous avons pu reproduire les valeurs absolues des sections efficaces mesurées pour cette réaction avec les paramètres du tableau VII.1 pour $E_x(^{26}Al) = 28,88$ MeV sans limitation dans la somme 65, $E_x = 33,33$ MeV avec $J_{cr} = 12\,\hbar$ et $E_x = 37,2$ MeV avec $J_{cr} = 14\,\hbar$. Ces valeurs sont en bon accord avec celles données dans le tableau VII.2 pour ces énergies d'excitation dans ^{26}Al. Pour la plus basse énergie, la section efficace théorique de la réaction $^{10}B(^{16}O, ^{6}Li)^{20}Ne$ est insensible à la coupure sur J pour des valeurs supérieures à $10\,\hbar$, mais nous avons remarqué précédemment que, dans ce domaine, la valeur de J_{cr} obtenue par l'étude de la réaction $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ dépendait des paramètres du modèle optique.

Sur le tableau VIII.1, nous montrons l'influence de la limitation dans la somme 65 pour la réaction $^{10}B(^{16}O, ^{6}Li)^{20}Ne$ à $E(^{16}O) = 46$ MeV et nous comparons le calcul aux résultats expérimentaux. La valeur $J_{cr} = 14\,\hbar$ permet d'obtenir un bon accord avec l'expérience alors que, pour $J_{cr} = 17\,\hbar$, on aurait une section efficace théorique deux fois trop grande ($17\,\hbar$ est la valeur de J_{gr} pour le système $^{14}N + ^{12}C$ conduisant à la même énergie d'excitation dans ^{26}Al).

Il faut remarquer que le moment angulaire apporté par la voie d'entrée $^{10}B + ^{16}O$ est $J_{gr} = 13\,\hbar$ mais que l'état fondamental de ^{10}B ayant pour spin et parité $I^{\Pi} = 3^{+}$ cette réaction permet d'atteindre des spins du noyau composé nettement plus grands que les moments angulaires dus à la dynamique. Par exemple, si on suppose que ^{10}B(E.F.) est un état $I^{\Pi} = 1^{+}$, le maximum du développement $\sigma(J)$ (équation 64) pour la réaction $^{10}B(^{16}O, ^{6}Li)^{20}Ne$ (0.0 MeV 0^{+}) est à $13\,\hbar$ alors qu'il est à $15\,\hbar$ pour le cas réel $I^{\Pi} = 3^{+}$. Sans cet apport dû au spin I = 3 de ^{10}B (E.F.) la limitation à $J_{cr} = 14\,\hbar$

Tableau VIII.1

Comparaison des sections efficaces expérimentales et calculées pour quelques états observés dans la réaction $^{10}B(^{16}O, ^{6}Li)^{20}Ne$ à 46 MeV ($E^*(^{26}Al)$ = 37,2 MeV)

Niveaux de ^{20}Ne J^π	E^* (MeV)	$\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} (12°_{CM}) \rangle_{exp}$ µb/sr	$\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} (12°_{CM}) \rangle_{HF}$ $J_{cr} = 14\hbar$	$J_{cr} = 17\hbar$
2^+	1,63	65	60	130
4^+	4,25	70	70	150
2^+	7,42	21	23	42
2^+	7,83	20	23	40
6^+	8,76	40	42	90

n'aurait pas été nécessaire pour reproduire les valeurs absolues des sections efficaces expérimentales.

Ainsi la limite J_{cr} obtenue dans la formation de ^{26}Al est identique dans le cas des voies d'entrée $^{12}C + ^{14}N$ et $^{10}B + ^{16}O$. Cela suggère que ces valeurs J_{cr} sont des caractéristiques du noyau composé ^{26}Al.

Il faut cependant remarquer que les deux voies d'entrée ne sont pas très différentes dans le sens des limites discutées dans le paragraphe VIII.2. En effet, les grandeurs qui interviennent dans l'équation 72,et qui dépendent du système en interaction,ont des valeurs peu différentes pour $^{12}C + ^{14}N$ et $^{10}B + ^{16}O$; ainsi la courbe $E_{c.m.} = f(J)$ (figure 58), prédite par le modèle de Bass,est pratiquement la même pour les deux systèmes. Les bilans énergétiques pour former ^{26}Al ne différant que d'environ 4,5 MeV (figure 43),il n'est pas possible de distinguer si c'est le fait d'avoir la même énergie incidente dans le centre de masse ou la même énergie d'excitation dans ^{26}Al qui intervient.

Néanmoins,il faut noter que les modèles décrivant J_{cr} comme étant une propriété de la voie d'entrée sont très approximatifs et qu'en particulier ils ne tiennent pas compte des spins des noyaux; cette approximation peut être mauvaise ici car les moments angulaires mis en jeu ($\simeq 17\hbar$) ne sont pas très grands devant le spin de ^{10}B ($3\hbar$). Pour le calcul Hauser-Feshbach qui prend en compte cet effet,les voies $^{14}N + ^{12}C$ et $^{10}B + ^{16}O$ sont différentes et le fait d'obtenir la même valeur de J_{cr} pour la même énergie d'excitation dans ^{26}Al permet d'interpréter raisonnablement la détermination des valeurs J_{cr} comme une mesure de la ligne yrast de ^{26}Al entre 30 et 50 MeV.

Références des chapitres V à VIII

[1] L.R. Greenwood, K. Katori, R.E. Malmin, T.H. Braid, J.C. Stoltzfus et R.H. Siemssen, Phys. Rev. C6 (1972) 2112.

[2] R.G. Stokstad, Proceedings of the International Conference on Reactions between Complex Nuclei, Vol. II, North Holland Co., Amsterdam (1974) p. 327.

[3] L.K. Fifield, R.W. Zurmühle et D.P. Balamuth, Phys. Rev. C8 (1973) 2217.

[4] H.V. Klapdor, H. Reiss, G. Rosner et M. Schrader, Phys. Lett. 49B (1974) 431.

[5] N. Marquardt, W. Von Oertzen et R.L. Walter, Phys. Lett. 35B (1971) 37 et J. de Phys. 32 (1971) C6-229.

[6] T.A. Belote, N. Anyas-Weiss, J.A.Becker, J.C. Cornell, P.S. Ficher, P.N. Hudson, A. Menchaca-Rocha, A. D. Panagiotou et D.K. Scott, Phys. Rev. Lett. 30(1973)450.

[7] N. Bohr, Nature 137(1936) 344.

[8] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev. 87(1952) 366.
L. Wolfenstein, Phys. Rev. 82 (1951) 690.

[9] H. Feshbach, Nuclear Spectroscopy, Part. B (1960) edit. F. Ajzenberg—Selove.

[10] J. Blatt et L.C. Biedenharn, Phys. Rev. 86 (1952) 399.

[11] A. Gilbert et A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.

[12] U. Facchini et E. Saetta-Menichella, Energ. Nucl. 15 (1968) 54.

[13] D.W. Lang, Nucl. Phys. 77 (1966) 545.

[14] P.A. Moldauer, Phys. Rev. C11 (1975) 426 et références incluses.

[15] H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 69.

[16] T. Ericson et T. Mayer-Kuckuk, Ann. Rev. Nucl. Sc . 16 (1966) 183.

[17] M. Mermaz, thèse, Paris (1966) Rapport CEA-R 3078.

[18] B. Berthier, thèse 3ème cycle, Paris (1973).

[19] A. Arima, V. Gillet et J.Ginocchio, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1043.
J.B. McGrory et B.H. Wildenthal, Phys. Lett. 34B (1971) 373

[20] C. Olmer, R.G. Stokstad, D.L. Hanson, K.A. Erb, M.W. Sachs et D.A. Bromley, Phys. Rev. C10 (1974) 1722.

[21] H.V. Klapdor et H. Reiss, Z. Phys. 262 (1973) 83.

[22] J.N. Hallock, H.A. Enge, A. Sperduto, R. Middleton, J.D. Garrett et H.T. Fortune, Phys. Rev. C6 (1972) 2148.

[23] D.L. Hanson, R.G. Stokstad, K.A. Erb, C. Olmer et D.A. Bromley, Phys. Rev. C9 (1974) 929.

[24] J.L.C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo, R.L. Robinson, P.H. Stelson et S.T. Thornton, Z. Phys. 269 (1974) 147.

[25] R. Middleton, J.D. Garrett, H.T. Fortune et R.R. Betts, J. de Phys. 32 (1971) C6 -39.

[26] B.T. Lucas, S.W. Cosper et O.E. Johnson, Phys. Rev. 144(1966) 972.

[27] P.E. Hodgson, The optical model of elastic scattering (Clarendon Press, Oxford 1963).

[28] U.C. Voos, W. Von Oertzen et R. Bock, Nucl Phys. A135 (1969) 207.

[29] K. Bethge, C.M. Fou et R.W. Zurmühle, Nucl. Phys. A123 (1969) 521.

[30] S. Ayik et J.N. Ginocchio, Nucl. Phys. A234 (1974) 13.

[31] H.V. Klapdor, G. Rosner, H. Reiss et M. Schrader, à paraître (1974).

[32] G. Bassani, N. Saunier, B.M. Traoré, J. Raynal, A. Foti et G. Pappalardo, Nucl. Phys. A189 (1972) 353.

[33] J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort et X. Tarrago, Phys. Rev. C9 (1974) 1018 et références citées.

[34] H.H. Gutbrod, W.G. Winn et M. Blann, Nucl. Phys. A213 (1973) 267.

[35] A.M. Zebelman et J.M. Miller, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 27.

[36] D. Glas et U. Mosel, Nucl. Phys. A237 (1975) 429.

[37] R. Bass, Nucl. Phys. A231 (1974) 45.

[38] B.R. Mottelson, cours à Nordita, Copenhague, Danemark,

[39] S. Cohen, F. Plasil et W.J. Swiatecki, Ann of Phys. 83 (1974) 557.

CONCLUSIONS

Dans le présent mémoire,nous avons étudié deux types d'interactions induites par des ions lourds : les réactions de transfert de quelques nucléons qui ont lieu à la surface des ions en collision et les réactions qui procèdent par la fusion des deux noyaux incidents.

L'analyse suivant l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA) a permis de reproduire un grand nombre de données expérimentales relatives aux transferts de quelques nucléons ($n \lesssim 3$) induits par un faisceau de ^{12}C sur ^{18}O et ^{26}Mg à une énergie incidente bien supérieure à la hauteur de la barrière coulombienne. Dans ces conditions expérimentales, les formes des distributions angulaires sont dominées par la diffraction de Fraunhofer et sont sensibles, à la fois, aux moments angulaires transférés et aux conditions de raccordement entre les voies d'entrée et de sortie. L'analyse DWBA rend compte de ces formes ainsi que de leurs dépendances avec le spin résiduel et les conditions dynamiques.

Nous avons montré que l'effet de recul, dans les réactions de transfert d'un proton, modifie surtout les contributions des petites valeurs de moments angulaires transférés et que la négligence de cet effet peut conduire, dans certains cas, à une interprétation erronée des résultats expérimentaux.

Dans les transferts de deux protons, un calcul approché de la dynamique de la réaction conduit à un désaccord très important avec l'expérience,même si on utilise les fonctions d'onde théoriques complètes. Par contre,un accord raisonnable est obtenu lorsque les effets dynamiques sont traités exactement et,cela, malgré la limitation des fonctions d'onde à l'état relatif ls. Il est clair que la prochaine étape de cette analyse devrait être un traitement exact à la fois des aspects dynamiques et de la structure nucléaire ; des travaux théoriques récents indiquent des progrès dans ce sens. L'évaluation de l'importance de processus plus complexes que le transfert direct en une étape peut aussi être envisagée bien que les résultats expérimentaux discutés dans ce mémoire ne suggèrent pas de telles contributions.

L'analyse DWBA de la réaction $^{26}Mg(^{12}C, ^{9}Be)^{29}Si$ a été effectuée en

supposant le transfert d'un ^{3}He. Les facteurs spectroscopiques obtenus sont proportionnels aux intensités à un neutron des états de ^{29}Si observés dans la réaction $^{28}Si(d,p)^{29}Si$; cela signifie que les deux protons sont transférés préférentiellement dans l'état relatif 1s. Cet aspect permet d'envisager l'utilisation de cette réaction pour mesurer les intensités à un neutron dans les noyaux riches en protons ; on pourrait,en outre, à des énergies incidentes plus élevées,et avec une meilleure résolution expérimentale, étudier les niveaux de ^{29}Si correspondant au couplage d'un neutron avec les états excités de ^{28}Si.

Enfin, ces résultats révèlent que le transfert direct de quelques nucléons est décrit raisonnablement par un traitement en termes de transfert d'agrégats ayant une symétrie maximale; cela implique que de telles réactions donnent accès à des symétries particulières des fonctions d'onde des noyaux résiduels.

L'analyse par le modèle statistique de Hauser et Feshbach des réactions $^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$ et $^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$ dans un grand domaine d'énergie incidente a permis d'établir le caractère prédominant de formation du noyau composé pour le mécanisme de ces réactions.

En outre, l'excellent accord obtenu dans la comparaison entre la théorie et l'expérience a permis de déduire des informations très intéressantes sur la fusion complète du système $^{14}N + ^{12}C$. En effet, à basse énergie incidente, la totalité des moments angulaires disponibles dans la voie d'entrée participe à la formation du noyau composé ; par contre,à des énergies plus élevées, la section efficace de fusion est limitée par un moment angulaire critique ; des valeurs limites ont été obtenues pour ces moments angulaires entre 30 et 50 MeV d'énergie d'excitation dans ^{26}Al. On peut émettre deux hypothèses pour expliquer ce résultat. D'une part, l'effet observé est purement dynamique et provient d'une limite dans la voie d'entrée. La seconde interprétation est de considérer cette limitation comme une conséquence de la ligne yrast du noyau composé ^{26}Al. L'étude de la voie $^{10}B + ^{16}O$ a fourni des résultats identiques à ceux pour la voie $^{12}C + ^{14}N$ et semble plutôt étayer la seconde hypothèse.

L'étude des états individuels des voies de sortie dont l'aspect dynamique est sensible aux états de spin élevé dans le noyau composé et leur analyse par le modèle de Hauser et Feshbach semblent constituer un outil puissant pour la détermination des moments angulaires critiques.

Il serait intéressant de poursuivre cette expérience à des énergies incidentes plus élevées afin d'essayer d'atteindre expérimentalement la limite supérieure suggérée par différentes théories pour les moments angulaires possibles dans le noyau composé. En outre, une étude de l'ensemble des voies de sortie permettrait d'identifier les réactions qui dépendent des moments angulaires intermédiaires entre la valeur critique et le moment angulaire d'effleurement.